

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

5. Folge, Band 27
Der ganzen Reihe 419. Band

Kuratorium:

W. Gerlach	F. Paschen	M. Planck
R. Pohl	A. Sommerfeld	M. Wien

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin

Mit 399 Abbildungen im Text



I 9 3 6

LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 27 • HEFT 1 • SEPTEMBER 1936

Die Massenschwächungskoeffizienten monochromatischer Röntgenstrahlen für Se, Ag, Cd, Te, Au, Pb und Bi bis etwa 2 Å

Von Karl Schulz

(Aus dem Laboratorium für medizinische Physik an der Universität Göttingen)

(Mit 4 Figuren)

Die Massenschwächungskoeffizienten monochromatischer Röntgenstrahlen sind nach dem Filterdifferenzverfahren von Küstner¹⁾ durch Grosskurth²⁾ an 16 Elementen und Paraffin bestimmt worden. Bei diesem Verfahren werden Filter benutzt, die die Intensität der reinen $K_{\alpha\alpha}$ -Strahlung auf etwa 40 bis 80 % schwächen. Für einen bestimmten Wellenlängenbereich muß also ein Filter geeigneter Dicke gewählt werden. Grosskurth war, um seine Messungen bis möglichst weit ins langwellige Gebiet durchführen zu können, auf die dünnsten Bleche angewiesen, die die Technik noch herstellen kann, oder auf ein Material, das man bis zu einer gewissen geringsten Dicke noch auswalzen kann. Spröde Elemente schieden von vornherein aus. Den Messungen von Grosskurth war damit eine gewisse Grenze gesetzt. In der vorliegenden Arbeit werden diese Messungen erweitert durch Verwendung dünnster Schichten, wie sie Grosskurth nicht zugänglich waren. Die Herstellung erfolgte durch Aufdampfen im Vakuum auf geeignete Unterlagefolien.

1. Die Filter und ihre Herstellung

Über das Ausgangsmaterial gibt Tab. 1 Aufschluß.

Das Filtermaterial wurde in eine horizontal liegende, selbstgewickelte Wendel von 2 bis 3,5 mm lichter Weite aus Wolframdraht von 0,3 mm Stärke gebracht, die im Vakuum durch einen Wechselstrom von etwa 4—7 Amp. geheizt wurde. Rings um die Wendel waren in gleicher Höhe und im Abstand von etwa 6—7 cm sechs Unterlagefolien angebracht, deren Mittelnormalen durch die Wendel gingen und auf denen sich das verdampfende Material niederschlug. War alles Material aus der Wendel verdampft, so wurde diese neu beschickt und der Aufdampfungsprozeß wiederholt. Dies geschah so oft, bis eine genügend starke Schichtdicke erreicht

Tabelle 1

Ausgangsmaterial und Reinheit der Filter

Filter	Bezogen von	Reinheitsgrad	Vorhandene Folien in mm	Hergestellte Folien in Dicken von mm
Bi	Schuchardt	99,8 %; bis zu 0,2 % Fe und Cu	—	0,0035 bis 0,0378
Pb	Kahlbaum	pro analysi	0,1	0,003 bis 0,008
Au	Heraeus	99,99 % Rest: Spuren von Ag, Cu und Fe	0,025	0,001 bis 0,0025
Te	Kahlbaum	„Kahlbaum“	—	0,002 bis 0,020
Cd	Kahlbaum	„Kahlbaum“	0,03	0,0017 bis 0,006
Ag	Heraeus	chem. rein 99,99 %	0,01	0,001 bis 0,0025
Se	Kahlbaum	reinst, praktisch 100 %	—	0,003 bis 0,067

war. Bei manchen Elementen mußte bis zu 20 mal je Folie aufgedampft werden, bei der stärksten Au-Folie sogar 50 mal.

Zur Herstellung von Bleifolien wurden dünne Zelluloidhäutchen verwendet, die durch Ausgießen von Zaponlack („Schering reinst“) auf Wasser gewonnen und auf einen Zinkring $58 \times 50 \times 2$ mm aufgezogen waren. Die Bleiniederschläge hatten eine Stärke von etwa $3-8 \mu$. Die Bleifolien bleiben besonders, wenn man über 5μ hinausgeht, nicht mehr glatt, sondern werfen sich ein wenig, was aber auf die Absorptionsmessungen keinen störenden Einfluß hat. Die Haltbarkeit ist begrenzt, da die Folien nach einigen Wochen reißen.

Das Aufdampfen von Gold auf Zelluloidfolien unter denselben Bedingungen, wie sie bei Blei vorlagen, und in derselben Größe bereitet Schwierigkeiten. Bis zu etwa $0,2 \mu$ Stärke des Goldniederschlags, wozu etwa viermaliges Aufdampfen nötig ist, halten die Folien; aber wenn man öfter aufdampft, platzen sie fast immer. Für die Messungen wurden Au-Folien von $1-2,5 \mu$ Stärke benötigt. Da die Materialverluste durch geplatzte Folien zu groß waren, wurde $0,01$ mm Cellophan als Schichtträger benutzt. Das Aufdampfen auf dieses Material geht mühelos vor sich.

Auf die gleiche Weise wurden ohne Schwierigkeiten auf Cellophan Silber in Dicken von $1-2,5 \mu$, Cadmium ($1,7-6 \mu$) und Selen ($3-67 \mu$) aufgedampft. Das Selen geht dabei in die rote glasige Modifikation über.

Wismut und Tellur hatten nicht auf Zelluloid oder Cellophan und wurden daher auf Aluminiumfolie von $7\ \mu$ Stärke aufgedampft. Im Gegensatz zu dem hygroskopischen Cellophan ist das Aluminium auch völlig gewichtskonstant und erlaubt daher eine genaue Bestimmung der aufgedampften Masse durch Wägung. Zu demselben Zwecke wurde eine einzelne Selenschicht auf Aluminium als Träger hergestellt. Das auch hier bei den ersten Aufdampfungen in der roten Modifikation auftretende Selen schlägt sich bei späterem Aufdampfen in der grauen Form nieder, so daß in der fertigen Folie beide Arten vertreten sein mögen.

Versuche, Zinkschichten herzustellen, sind nicht geglückt. Dünne Zelluloidfolien platzen bei mehrmaligem Aufdampfen, und von Cellophan und Aluminium blättert der Zinkniederschlag ab.

Zinn läßt sich auf Zelluloidfolien und Cellophan aufdampfen, ist aber bereits von Grosskurth bis zur Wellenlänge $1,539\ \text{\AA}$ gemessen.

Antimon läßt sich nur auf Zelluloidfolien und nur in dünnsten Schichten bis etwa $1\ \mu$ aufdampfen. Bei weiterem Bestäuben zwecks Erreichung größerer Dicken, wie sie für die Messungen des Verf. erforderlich gewesen wären, platzen die Folien. Von Cellophan und Aluminium blättert das Antimon ab.

Zu den Trägerfolien ist folgendes zu bemerken: Die Cellophanfolien lagen zwischen zwei Zinkringen $58 \times 50 \times 1\ \text{mm}$, die durch drei Madenschrauben zusammengehalten wurden. Um eine Spannung des Cellophans und damit ein Reißen durch die beim Aufdampfen auftretende Erwärmung zu verhindern, hatte das Cellophan einen ganz geringen Spielraum.

Die Aluminiumfolien wurden zwischen zwei Aluminiumringe von $2\ \text{mm}$ Stärke gespannt, die genau ineinander paßten. Die Dimensionen des so zusammengesetzten Aluminiumringes waren wie bei den Zinkringen $58 \times 50 \times 2\ \text{mm}$.

Um ein Bestäuben von der Rückseite zu verhindern, wurden die Folien in eine Kapsel gebracht, wie Fig. 1 im Schnitt zeigt. Die Maße der einzelnen Teile sind hier nicht in den richtigen Verhältnissen gezeichnet, um die Konstruktion deutlicher zu machen. Der die Folie *a* tragende

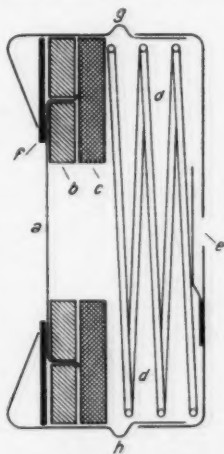


Fig. 1. Kapsel zum Aufdampfen

Ring b wurde mittels einer durch d angedeuteten Spiralfeder von etwa 57 mm Weite gegen die Vorderwand gepreßt. In der Rückwand befand sich eine gegen die Folie abgedeckte Öffnung e , um zu verhindern, daß die Folie beim Evakuieren durch die in der Kapsel eingeschlossene Luft herausgedrückt und zerstört wurde. Wurde Aluminium als Schichtträger benutzt, so befand sich vor der Folie noch ein Blendenring f aus dünnem Messingblech. Die Fig. 1 zeigt, wie eine solche 7- μ -Aluminiumfolie zwischen zwei Aluminiumringen gehalten wird. Hinter dem Aluminiumring befand sich noch ein Zinkring c , damit die Feder stärker zusammengedrückt wurde und so ein sicheres Anliegen der Folie an Blendenring und Kapselöffnung gewährleistete. Die Kapseln wurden nacheinander an den Punkten g und h aufgehängt, bzw. an den dazwischen vor und hinter der Zeichenebene liegenden Punkten.

2. Bestimmung von m/f

Die Werte von m/f der dünnen Folien wurden an ein Blech angeschlossen, dessen m/f durch Wägung und Flächenmessung direkt bestimmt wurde. Der Anschluß erfolgte durch Vergleich der Röntgenstrahlenabsorption in dieser und in der dünnen Folie. Gemessen wurde $\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d}$ der zu vergleichenden Filter bei der gleichen Wellenlänge. Die so ermittelten Werte von μd verhalten sich direkt wie die m/f -Werte:

$$\frac{\mu d_1}{\mu d_2} = \frac{(m/f)_1}{(m/f)_2}.$$

Für die Bestimmung der m/f -Werte der Bleifolien war eine ausgewalzte Bleifolie von etwa 0,1 mm Stärke vorhanden, deren m/f aus Wägung und Flächenbestimmung genau bekannt war. Es wurden nun so viel durch Aufdampfen hergestellte Bleifolien zu einem Satz zusammengefaßt, daß die Summe ihrer Dicken etwa 0,1 mm betrug. Durch vergleichende Absorptionsmessungen dieses Satzes mit der ausgewalzten Bleifolie bei $\lambda = 0,1765$ ÅE ergab sich dann das m/f für den Satz. Danach wurde I/I_0 für jede einzelne Folie bei der langwelligen Strahlung $\lambda = 0,746$ ÅE gemessen. Der m/f -Wert für die einzelnen Folien ergibt sich dann aus der folgenden Rechnung.

Nehmen wir an, es wären n Folien auszumessen, deren Gesamtmasse pro Flächeneinheit bekannt ist. Aus jedem einzeln beobachteten $\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d}$ folgt $\mu d = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{f}$. Für n Folien wird also beobachtet

$$\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m_1}{f} = a_1; \quad \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m_2}{f} = a_2; \quad \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m_n}{f} = a_n.$$

Daraus folgt:

$$m_2 = \frac{a_2}{a_1} \cdot m_1 \dots m_n = \frac{a_n}{a_1} \cdot m_1.$$

Bekannt ist:

$$\frac{m}{f} = \frac{m_1}{f} + \frac{m_2}{f} + \frac{m_3}{f} + \dots + \frac{m_n}{f}.$$

Einsetzen obiger m -Werte ergibt:

$$\frac{m}{f} = \frac{m_1}{f} \cdot \frac{a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_n}{a_1}.$$

Also ist

$$\frac{m_1}{f} = \frac{m}{f} \cdot \frac{a_1}{a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_n}$$

und entsprechend für $m_2/f, \dots m_n/f$.

Dieses Verfahren zeigt ganz allgemein einen wohl noch nicht beschrittenen Weg, die Dicken sehr dünner Schichten aus gleichem Material recht genau miteinander zu vergleichen.

Bei den Elementen Gold, Silber und Cadmium wurde in derselben Weise verfahren wie bei Blei.

Bei Wismut, Tellur und Selen waren keine dicken Bezugsbleche vorhanden. Es wurde daher von jedem Element durch Aufdampfen eine dicke Schicht von etwa 30 bis 60 μ hergestellt, deren m/f durch Wägung und Flächenbestimmung sehr genau festgelegt werden konnte. Der auf der als Schichtträger benutzten, völlig glatten 7- μ -Aluminiumfolie dicht aufliegende Blendenring f aus dünnem Messingblech (Fig. 1) bewirkte beim Aufdampfen eine scharfe äußere Grenze der absorbierenden Fläche. Aus seinem Durchmesser konnte diese sehr genau bestimmt werden. Aus den Wägungen vor und nach dem Aufdampfen ergab sich die niedergeschlagene Materialmenge bis auf 0,1 mg genau.

Der bei den dicken Bi-, Te- und Se-Folien ermittelte m/f -Wert gilt für die Gesamtfläche, deren Durchmesser etwa 55 mm beträgt. Bei der Absorptionsmessung wurde aber eine Blende von 40 mm Durchmesser verwendet, um mit Sicherheit auszuschließen, daß der massive, tragende Ring Röntgenstrahlung ausblendete. Ist die aufgedampfte Schicht völlig gleichmäßig, so gilt der m/f -Wert natürlich für jede Blendengröße. Die Elemente Te und Se mit geringem spezifischem Gewicht verdampfen gleichmäßig. Bei Se erkennt man das leicht, da die roten Se-Schichten durchsichtig sind. Bi, das ein hohes spezifisches Gewicht hat, wies in der Mitte einen dickeren Beschlag auf als am Rande. Der m/f -Wert wird hier also durch Ausblendung größer. Über die Massenverteilung der dicken Wismutfolie gab eine monochromatische Absorptionsmessung bei $\lambda = 0,310 \text{ \AA}$ Aufschluß. Die Folie wurde längs zweier aufeinander senkrechter

Durchmesser in Abständen von 5 zu 5 mm unter Benutzung einer Blende von nur 5 mm Durchmesser untersucht. Dabei zeigte sich, daß die Dicke vom Rande nach der Mitte hin zunimmt. Die Meßwerte für I/I_0 gibt Tab. 2. Für gleiche Abstände vom Mittelpunkt wurden die Mittelwerte gebildet und hierzu μd ermittelt (vorletzte Zeile). Als gute Näherung ergab sich hierfür die Beziehung

$$(1) \quad \mu d = 0,6 - 0,0167 x^2 = a - b \cdot x^2,$$

worin x der Mittelpunktsabstand in Zentimeter ist. Die hiermit berechneten Werte zeigt die letzte Zeile von Tab. 2.

Tabelle 2
Zur Massenverteilung der dicken Bi-Folie

Abstand vom Mittelpunkt in cm	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0
I/I_0 links	0,551	0,549	0,563	0,567	0,592
I/I_0 rechts	—	0,554	0,567	0,583	0,592
I/I_0 oben	0,544	0,545	0,535	0,562	0,562
I/I_0 unten	—	0,565	0,579	0,589	0,596
I/I_0 mittel	0,547	0,553	0,561	0,575	0,587
μd (beob.)	0,603	0,592	0,578	0,533	0,533
μd (ber.)	0,600	0,596	0,583	0,562	0,533

Wäre der Metallbelag überall gleich dick gewesen, so hätten Flächenmessung und Wägung zu einer mittleren Dicke d_m geführt, für die die Beziehungen

$$\mu d_m \cdot r^2 \cdot \pi = 2 \pi \int_0^r x \cdot (a - b \cdot x^2) dx$$

oder

$$(2) \quad \mu d_m = a - \frac{1}{2} b \cdot r^2$$

gelten, wo r der Radius der Fläche ist. Demgegenüber ist für die Absorptionsmessung des an verschiedenen Stellen verschieden dicken Metallbelages

$$I = I_0 \cdot \frac{2\pi}{r^2} \int_0^r x \cdot e^{-(a-b \cdot x^2)} dx$$

oder

$$(3) \quad \frac{I}{I_0} = \frac{e^{-a}}{b \cdot r^2} [e^{+b \cdot r^2} - 1] = e^{-\mu d_{\text{beob.}}}$$

Die Auswertung von (2) und (3) liefert für

$$\begin{array}{ll} r = 2,0 \text{ cm} & \text{und} \quad r = 2,5 \text{ cm} \\ \mu d_m|_{2,0} = 0,5666 & \mu d_m|_{2,5} = 0,5478 \\ \mu d_{(\text{beob.})} = 0,5662 & \mu d_{(\text{beob.})} = 0,5473. \end{array}$$

In beiden Fällen ist der aus (3) erhaltene Wert um weniger als 1% kleiner als der aus (2) gewonnene. Hieraus folgt, daß die ungleichmäßige Verteilung des aufgedampften Materials für das Ergebnis von μ/ρ keine Rolle spielt, wenn bei der Absorptionsmessung dieselbe Fläche durchstrahlt wird, deren Masse gewogen wurde. Da nun aber aus den oben dargelegten Gründen bei der Absorptionsmessung die Filterfläche mit einer Bleiblenke von 2 cm Radius ausgeblendet werden mußte, und da die Bi-Schicht in der Mitte dicker war als am Rande, so kam bei der Absorptionsmessung eine mittlere Bi-Dicke zur Wirkung, die sich zu der der Wägung und Flächenmessung zugrunde gelegten verhielt wie

$$\frac{\mu d_m|_{2,0}}{\mu d_m|_{2,5}} = \frac{0,5666}{0,5478} = 1,0343.$$

Aus diesem Grunde mußte das μ/ρ , das sich aus der Absorptionsbestimmung von μd und aus Wägung und Flächenmessung gemäß Gl. (2) ergab, noch um 3,4% verkleinert werden.

3. Die Versuchsanordnung

Diese entsprach der von Küstner¹⁾ schematisch dargestellten. Zur Kompensation der Höhenstrahlung diente die von Grosskurth²⁾ beschriebene Urankammer regulierbarer Aktivität. Das Maß für die Ionisation gab in bekannter Weise die an einem Präzisionsvoltmeter abgelesene Spannung, die den Ausschlag des Elektrometers mit Hilfe eines Harmskondensators kompensierte. Für Wellenlängen zwischen 0,491 bis 2,286 ÅE wurde eine zylindrische Ionisationskammer mit Cellophanfenster verwendet; zwischen Wellenlängen von 0,333 bis 0,471 ÅE wurde zur Erhöhung der Ionisation das Eintrittsfenster aus 0,03 mm Cu und das Austrittsfenster aus 0,1 mm Cu gebildet. Für Wellenlängen zwischen 0,310 bis 0,162 ÅE diente die von Grosskurth²⁾ beschriebene Zinnionisationskammer. Alle Kammern waren mit Luft gefüllt.

Bei allen Messungen der Primärintensität I_0 wurden unbestäubte Schichtträger aus gleichem Material und derselben Gesamtdicke in den Strahlengang gebracht wie die, auf die das Absorptionsmaterial aufgedampft war.

Die Messungen an Bi, Pb, Au, Cd und Ag wurden mit Hilfe einer in einem Bleischrank aufgehängten Müller-Metrotröhre durchgeführt. Bei den Messungen an Te und Se wurde mit einer Doglasröhre in Tutohaube gearbeitet; hier konnte man so nahe an den

Fokus herangehen, daß die Intensität der monochromatischen Strahlung auf ein Vielfaches gesteigert war.

In jedem Falle wurden Selektivfilter verwendet. Der trotzdem noch übrige Anteil an $\beta\gamma$ -Intensität wurde nach dem von Küstner angegebenen Verfahren^{*)} ausgeschaltet, so daß nur die reine $K_{\alpha\alpha'}$ -Strahlung zur Wirkung kam. Nur beim Erbiumstrahler war ein solches Selektivfilter nicht vorhanden. Es wurde deshalb hier mit einer aus dem Intensitätsverhältnis der Serienlinien ermittelten effektiven Wellenlänge von $\lambda = 0,2465 \text{ \AA}$ gerechnet.

Tabelle 3
Die Werte von μ/ρ

Z.	Sekundär-Strahler	$\lambda_{\alpha\alpha'}$	Se	Ag	Cd	Te	Au	Pb	Bi
83	Bi	0,1623	—	2,78 ^{*)}	—	4,349	2,13 ^{*)}	2,790	2,948
81	Tl	0,1715	—	—	—	4,91	—	—	—
80	Hg	0,1765	—	3,57 ^{*)}	—	—	2,67 ^{*)}	3,21	3,69
78	Pt	0,1868	—	—	—	5,99	—	—	—
75	Re	0,2045	—	—	—	—	4,09 ^{*)}	4,86	5,22
73	Ta	0,2162	—	—	—	8,70	—	—	—
68	Er	0,2465	—	—	—	12,47	—	—	—
62	Sm	0,3099	8,06	—	—	22,9	—	—	14,68
58	Ce	0,3580	12,08	—	23,0 ^{*)}	32,48	18,15	21,38	—
57	La	0,3716	—	—	—	34,9	—	—	—
55	Cs	0,4011	16,11	31,9 ^{*)}	32,6 ^{*)}	7,95	—	26,16	—
53	J	0,4340	—	—	38,1 ^{*)}	—	—	—	—
52	Te	0,4519	—	43,3 ^{*)}	41,9 ^{*)}	10,82	32,0	—	39,4
51	Sb	0,4708	—	48,7 ^{*)}	9,18 ^{*)}	12,12	—	—	—
50	Sn	0,4911	—	9,33 ^{*)}	—	—	—	—	—
48	Cd	0,5354	34,87	11,6 ^{*)}	—	17,2	51,8	59,0	—
47	Ag	0,5597	—	13,4 ^{*)}	14,7 ^{*)}	19,3	—	—	—
46	Pd	0,5857	—	—	—	21,8	—	73,9	76,8
42	Mo	0,7092	—	—	28,1	37,7	106,8	—	123,9
41	Nb	0,7460	86,0	—	—	—	—	133,3	141,7
40	Zr	0,7857	—	33,6 ^{*)}	—	49,7	—	136,2	134,6
39	Y	0,8294	—	—	43,2	—	156,4	114,2	115,5
38	Sr	0,8758	131	44,7 ^{*)}	—	68,3	159	132,9	135,6
37	Rb	0,9250	—	—	—	—	136,6	153	64,2
35	Br	1,0389	29,9	73,2	78,8	108	—	85,7	89,5
34	Se	1,1037	—	—	—	—	88,8	—	—
33	As	1,1747	40,9	101,5	112,4	146,7	102,8	120,3	120,8
30	Zn	1,4333	70,8	167,6	193,3	248	166,9	199,7	199,3
29	Cu	1,5386	—	—	—	—	—	242	—
28	Ni	1,6558	104,7	245,9	278,9	—	243,5	—	287,8
26	Fe	1,9134	156,9	397	410	561	356,7	416	443
24	Cr	2,2863	249	622	665	—	541	—	681

^{*)} Werte von Grosskurth (2).

4. Die Meßergebnisse

Diese sind in Tab. 3 zusammengefaßt und in den Figg. 2—4 logarithmisch dargestellt. Hierbei sind die Ordinaten und Abszissen für die einzelnen Elemente willkürlich gegeneinander verschoben, um möglichst viele Kurven ohne Überschneidungen in einer Zeichnung unterzubringen. In Tab. 3 sowie in die Figg. 2 und 3 sind

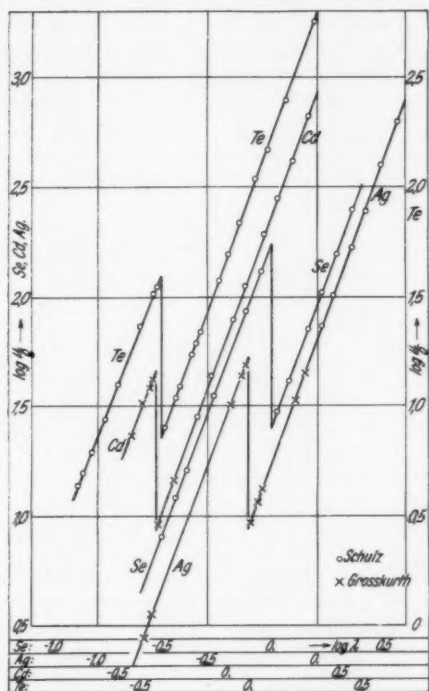


Fig. 2

auch die Werte von Grosskurth²⁾ mit aufgenommen. Der Anschluß an seine Ergebnisse ist so gut, wie er nur erwartet werden kann. Die ausgezogenen Geraden wurden unter Einschluß der Grosskurthschen Werte nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Entsprechend der Gleichung für den Massenschwächungskoeffizienten

$$(4) \quad \frac{\mu}{\rho} = C \cdot \lambda^n$$

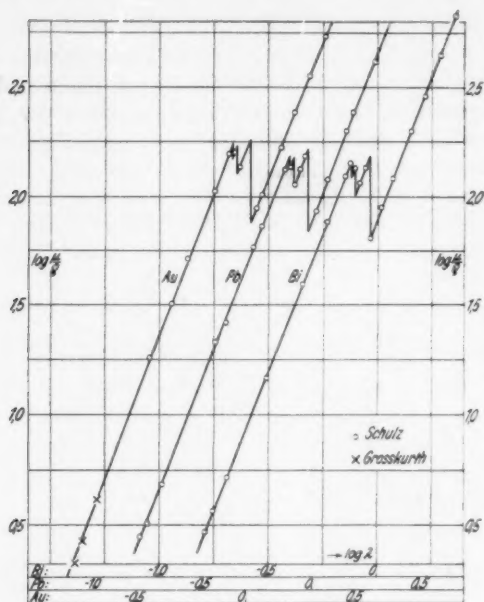


Fig. 3

ergeben sich für C und n bei Se, Ag, Cd und Te die in Tab. 4 zusammengestellten Werte.

Tabelle 4
Die Werte C und n beiderseits der K -Kante

Element	Kurzwellige Seite		Langwellige Seite	
	C	n	C	n
Se (34)	187,3	2,683	26,80	2,691
Ag (47)	von Grosskurth gemessen		64,58	2,725
Cd (48)			71,00	2,709
Te (52)	449,1	2,562	96,26	2,744

Ohne Berücksichtigung der Massenstreuung ergeben sich nach den Messungen des Verf. die K -Sprünge

7,01 bei Se

und

5,54 bei Te.

Sie fügen sich gut in die von Grosskurth³⁾ aufgestellte Kurve (dasselbst Fig. 11) ein.

Während Fig. 3 für die Schwerelemente Au, Pb und Bi einen großen Wellenlängenbereich umfaßt, zeigt Fig. 4 für dieselben Elemente die Umgebung der *L*-Sprünge in wesentlich vergrößertem

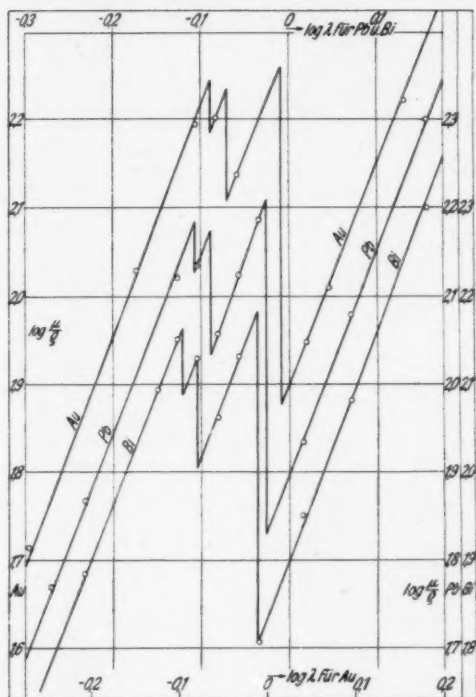


Fig. 4

Maßstabe. Der zwischen λ_K und λ_{L_I} liegende Teil der Kurve wird mit a-Ast, zwischen λ_{L_I} und $\lambda_{L_{II}}$ als b-Ast, zwischen $\lambda_{L_{II}}$ und $\lambda_{L_{III}}$ als c-Ast und von $\lambda_{L_{III}}$ ab bis λ_{M_I} als d-Ast bezeichnet. Der b-Ast wurde parallel dem a-Ast, der c-Ast bei Bi und Au parallel dem d-Ast angenommen, da auf diesen Kurvenzügen nur 1 bis 2 Meßpunkte lagen. Nur bei Blei wurde die hier durch drei Meßpunkte gestützte Konstante n aus diesen Punkten errechnet. Die Werte von C und n entsprechend der Gl. (4) gibt die Tab. 5.

Tabelle 5
Die Werte C und n beiderseits der L -Kanten

Ast	Au (79)		Pb (82)		Bi (83)	
	C	n	C	n	C	n
a	260,5	2,627	288,7	2,572	296,8	2,547
b	224,1	wie a-Ast	253,1	wie a-Ast	248,8	wie a-Ast
c	167,1	wie d-Ast	190,9	2,752	189,6	wie d-Ast
d	69,1	2,485	79,1	2,543	79,3	2,599

Sieht man von dem Werte $n = 2,752$ für den c-Ast von Pb ab, weil er nur auf drei Punkte gestützt ist und bildet man das Mittel für die übrigen n -Werte, so erhält man:

$$n_m = 2,512.$$

Das stimmt mit dem von Küstner und Arends⁴⁾ angenommenen Mittelwert 2,500 gut überein.

Das ganze Gebiet der L -Sprünge wurde mit derselben Folie durchgemessen, so daß ein möglicher kleiner Fehler bei der m/f -Bestimmung keinen Einfluß auf die Größe der L -Sprünge hat. Ferner wurde dieselbe Messung noch mit einer zweiten Folie, deren m/f von der ersten verschieden war, durchgeführt und aus den Ergebnissen der Mittelwert gebildet. Die Ergebnisse für die Größen der L -Sprünge zeigt Tab. 6.

Tabelle 6
Die L -Sprünge

	Au	Pb	Bi
$\frac{\tau_k}{\tau_l} \Big _{L_I}$	1,162	1,140	(1,193)
$\frac{\tau_k}{\tau_l} \Big _{L_{II}}$	1,321	1,376	(1,330)
$\frac{\tau_k}{\tau_l} \Big _{L_{III}}$	2,442	2,388	2,388
$\frac{\tau_k}{\tau_l} \Big _L$	3,752	3,757	3,788

Nach Küstner und Arends⁴⁾ gilt für L_I und L_{II} :

$$\frac{\tau_k}{\tau_l} \Big|_{L_I} = 1,154 \pm 2,1 \%,$$

$$\frac{\tau_k}{\tau_l} \Big|_{L_{II}} = 1,373 \pm 3,1 \%.$$

Die gemessenen Werte passen sich gut den von Küstner und Arends aufgestellten an. Bei Bi konnten die Werte für L_i und L_{ii} nicht genau gemessen werden und wurden deshalb in Tab. 6 eingeklammert. Hier fällt nämlich der L_{ii} -Sprung zwischen die α - und α' -Linien des Zr-Strahlers. Obgleich entsprechend der Linienintensität 2:1 eine Korrektur angebracht wurde, liegt der Punkt noch zu tief, so daß L_i zu groß und L_{ii} zu klein wird. Bildet man aber aus den Einzelsprüngen das von der Zr-Punktlage unabhängige Produkt für den L_i - und L_{ii} -Sprung zusammen, so liefern die Messungen des Verf. 1,5864 in sehr guter Übereinstimmung mit dem entsprechenden Produkte 1,5844 nach Küstner und Arends. Die für die L_{iii} -Sprünge nach der von Küstner und Arends aufgestellten Berechnung sich ergebenden Werte für

Au: 2,437

Pb: 2,387

Bi: 2,375

stehen in guter Übereinstimmung mit den in Tab. 6 angegebenen Beobachtungen. Dies ist um so bemerkenswerter, als vom Verf. aufgedampfte reine Metalle, von Küstner⁵⁾ hingegen in Filterpapier aufgesogene Lösungen von Verbindungen benutzt wurden.

Zusammenfassung

1. Es werden die Massenschwächungskoeffizienten der Elemente Se (34), Ag (47), Cd (48), Te (52), Au (79), Pb (82) und Bi (83) bis etwa 2 ÅE mit Hilfe monochromatischer Röntgenstrahlen nach dem Filterdifferenzverfahren von Küstner untersucht.

2. Die hierfür erforderlichen dünnen Schichten wurden durch Aufdampfen im Hochvakuum auf leichtatomige Trägerfolien hergestellt. Als solche dienten Zelluloid, Cellophan und Aluminium von einigen μ Dicke.

3. Es wird ein Verfahren angegeben, das es ermöglicht, die Masse pro Flächeneinheit sehr dünner Metallschichten zu bestimmen, indem man ihre Röntgenabsorption mit derjenigen eines massiven Bleches vergleicht.

4. Die Massenschwächungskoeffizienten sowie die K -Sprünge zeigen vorzügliche Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Grosskurth, soweit solche vorliegen. Ebenso stimmen die L -Sprünge von Au, Pb und Bi vorzüglich mit den von Küstner und Arends gegebenen Werten überein.

Herrn Prof. Dr. Küstner danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und deren unermüdliche Förderung; der Osram G. m. b. H., Berlin für die freundliche Überlassung des Wolframdrahtes; der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft für Überlassung der Doglasröntgenröhre sowie der Dämpfungswaage an Herrn Prof. Küstner.

Literatur

- 1) H. Küstner, Ztschr. f. Phys. **70**. S. 324. 1931.
- 2) K. Grosskurth, Ann. d. Phys. [5] **20**. S. 197. 1934.
- 3) H. Küstner, Ztschr. f. Phys. **77**. S. 52. 1932.
- 4) H. Küstner u. E. Arends, Ann. d. Phys. [5] **22**. S. 443. 1935.
- 5) H. Küstner, Phys. Ztschr. **33**. S. 46. 1932.

Göttingen, Laboratorium für Medizinische Physik der Universität.

(Eingegangen 9. Mai 1936)

Experimentelle Untersuchungen an Resonanztelefonen

Von E. Waetzmänn und H. Kalusche

(Mit 9 Figuren)

§ 1. Bestimmung des Wirkungsgrades

Für die Beurteilung der elektroakustischen Vorgänge in Telefonen ist die Bestimmung der Wirkungsgrade von besonderer Wichtigkeit. Im Anschluß an theoretische und experimentelle Untersuchungen von Hahnemann und Hecht¹⁾ haben Heisig und Waetzmänn²⁾ umfangreiche Wirkungsgradbestimmungen an Resonanztelefonen (*RT*) ausgeführt. Hierfür war ein Satz von 14 Telefonen (mit den römischen Ziffern I bis XIV bezeichnet), deren Resonanzstellen über den Frequenzbereich von 80 bis 4500 Hz verteilt waren, besonders angefertigt worden. An einigen Exemplaren dieses Telefonsatzes wurden jetzt erneut Messungen ausgeführt. Da es nicht unerhebliche Schwierigkeiten macht, zuverlässige und reproduzierbare Meßdaten über *RT* zu erhalten, möchten wir im folgenden einige vergleichende Angaben über die früher und jetzt erhaltenen Resultate machen. Ferner sollen Wirkungsgrade für einen Sonderfall untersucht werden, bei dem das Telefon unter Zwischenschaltung eines Trichters an ein längeres Rohr angeschraubt ist, an dessen freies Ende das Ohr angelegt wird. Bei genügender Rohrlänge ist hier der Wirkungsgrad von der Art des angelegten Ohres unabhängig, während bei unmittelbar angelegtem Ohr — je nach seinen speziellen Eigenschaften — Resonanzfrequenz und vor allem Wirkungsgrad verschieden sind.

Der akustischelektrische Wirkungsgrad $\eta_{ak/e}$ ist definiert als das Verhältnis der von der Telefonmembran abgestrahlten akustischen (Nutz-) Leistung L_{ak} zu der gesamten von dem Telefon aufgenommenen elektrischen Leistung L , also

$$(1) \quad \eta_{ak/e} = \frac{L_{ak}}{L}.$$

1) W. Hahnemann u. H. Hecht, Ann. d. Phys. [4] 60. S. 454. 1919; ebenda [4] 63. S. 57. 1920 und [4] 70. S. 283. 1923. Vgl. auch den Artikel von H. Hecht u. F. A. Fischer über die elektroakustischen Wandler im Handbuch der Experimentalphysik Bd. XVII, 2. S. 301. 1934.

2) E. Waetzmänn u. H. Heisig, Ann. d. Phys. [5] 9. S. 921. 1931.

Dabei setzt sich L additiv zusammen aus den elektrischen Verlusten L_{Fe} und L_{Cu} (Eisenverluste durch Wirbelströme und Hysteresee Kupferverluste durch Joulesche Wärme) und aus der gesamten mechanischen Leistung L_s , die sich ihrerseits additiv zusammensetzt aus den Reibungsverlusten L_r (Membran- und Gasreibung) und aus der in Form von Schallschwingungen abgestrahlten Leistung L_{ak} . Also ist

$$L = L_{Fe} + L_{Cu} + L_s$$

$$L_s = L_r + L_{ak}.$$

Der Wirkungsgrad an der Resonanzstelle wird experimentell aus Leistungskurven bestimmt, die man aus dem Wirkwiderstand W und aus der Selbstinduktion des Telephons errechnet. Zur Trennung von L_r und L_{ak} werden Vergleichsmessungen am „harten“ Ohr (H. O.) und am menschlichen Ohr (M. O.) ausgeführt. Das harte Ohr ist ein in seinen inneren Dimensionen dem menschlichen Ohrkanal entsprechendes Gebilde mit völlig schallharten Wänden (Messingklotz), das keine Schallenergie aufnimmt. Bei Abschluß des Telephons durch dieses harte Ohr ist also die gesamte mechanische Leistung Verlustleistung (L_r), während beim Abschluß durch das menschliche Ohr zu den Reibungsverlusten noch die an das Ohr abgegebene Schalleistung (L_{ak}) hinzukommt. Aus den Leistungskurven ergeben sich die Dämpfungswerte $\mathcal{S}_{H.O.}$ und $\mathcal{S}_{M.O.}$, die ein Maß für die entsprechenden Leistungsanteile sind. Der akustisch-mechanische Wirkungsgrad $\eta_{ak/m}$ ist:

$$(2) \quad \eta_{ak/m} = \frac{L_{ak}}{L_s} = \frac{\mathcal{S}_{M.O.} - \mathcal{S}_{H.O.}}{\mathcal{S}_{M.O.}}.$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$(3) \quad \eta_{ak/e} = \frac{L_{ak}}{L_s} \cdot \frac{L_s}{L} = \frac{L_s}{L} \cdot \frac{\mathcal{S}_{M.O.} - \mathcal{S}_{H.O.}}{\mathcal{S}_{M.O.}}.$$

Führen wir noch eine Größe

$$(4) \quad \eta = \frac{L_s}{L - L_{Cu}}$$

ein und endlich den Wirkwiderstand W und den Kupferwiderstand W_{Cu} , so ergibt sich:

$$(5) \quad \eta_{ak/e} = \eta \frac{\mathcal{S}_{M.O.} - \mathcal{S}_{H.O.}}{\mathcal{S}_{M.O.}} \cdot \frac{L - L_{Cu}}{L}$$

und endlich

$$(6) \quad \eta_{ak/e} = \eta \frac{\mathcal{S}_{M.O.} - \mathcal{S}_{H.O.}}{\mathcal{S}_{M.O.}} \cdot \frac{W - W_{Cu}}{W}.$$

Das ist die Hahnnemann-Hechtsche Formel zur Bestimmung des akustischen Wirkungsgrades (im folgenden kurzweg mit η_{ak} bezeichnet) in der von Waetzmann-Heisig angegebenen vereinfachten Form. Der Umweg in der Bestimmung von η_{ak} über die Bestimmung des durch (4) definierten η ist aus theoretischen und experimentellen Gründen erforderlich. Der Wert von η an der Resonanzstelle (n_{res}) ergibt sich unmittelbar aus einer Leistungskurve am menschlichen Ohr, bei welcher $L - L_{Cu}$ als Funktion der Frequenz n aufgetragen ist. Aus der gleichen Kurve ergibt sich $\vartheta_{M.O.}$, während für $\vartheta_{H.O.}$ noch eine Leistungskurve am harten Ohr aufzunehmen ist. Fig. 1 gibt das Schema einer Telefonleistungskurve an.

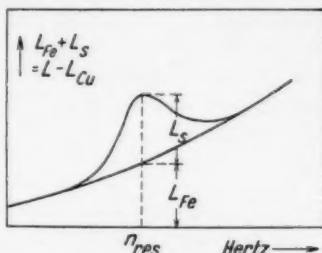


Fig. 1. Schema der Leistungskurve eines Telefons

Bei der Herleitung der Formel (6) ist vorausgesetzt, daß die schwingende Masse (Äquivalentmasse der Telefonmembran + zusätzliche Mediummasse) im Fall Trommelfellabschluß die gleiche ist wie im Fall harter Abschluß — eine Annahme, die wohl unbedenklich sein dürfte. Ferner ist angenommen, daß in beiden Fällen nicht nur die Reibungsverluste innerhalb der Membran, sondern auch die Reibungsverluste im Gase die gleichen sind. Rechnerische Abschätzungen, die allerdings nur unter stark vereinfachenden Annahmen möglich sind, sprechen auch hier dafür, daß etwaige Abweichungen von der gemachten Annahme die Wirkungsgradbestimmungen nicht wesentlich beeinflussen dürften. Endlich ist bei der Berechnung keine Rücksicht darauf genommen, daß die Resonanzfrequenzen bei H.O.- und M.O.-Abschluß etwas verschieden sind.

Die Ergebnisse der neuen Messungen stimmen mit denen der alten teilweise gut überein, während in anderen Fällen erhebliche Abweichungen vorkommen. Die Telephone mußten zum Teil erst neu eingestellt werden, um überhaupt brauchbare Resonanzkurven zu erhalten. Ferner waren die Versuchspersonen andere als früher, wodurch Unterschiede bis etwa 100 % bedingt sein können. Im Durchschnitt ergaben sich kleinere Wirkungsgrade als bei den früheren Messungen; zuweilen kamen aber auch bessere Wirkungsgrade und vor allem schärfere Resonanzen vor. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß bei einer anderen im hiesigen Institut mit RT ausgeführten Meßreihe die Resonanzschärfe des Telefons mit wachsender Betriebsdauer stark zunahm. Es dürfte sich hierbei um einen ähnlichen Vorgang handeln wie etwa bei der

Erregung eines Glasstabes zu Longitudinalschwingungen. Je länger der Stab in Betrieb ist, umso leichter spricht er an. Die Reproduzierbarkeit der Messungen war im allgemeinen befriedigend; bei sehr kleinen Wirkungsgraden von unter 1 % kamen allerdings Abweichungen bis zu 100 % vor. In Tab. 1 sind einige Versuchsdaten für die Versuchspersonen Kb , K und Ue zusammengestellt (linkes bzw. rechtes Ohr sind mit l bzw. r bezeichnet). Zum Vergleich sind einige ältere Daten für die Versuchspersonen H und Wtz hinzugefügt.

Tabelle 1

Meßdaten für verschiedene Telephone und Ohren

Tel.-Nr.	W_{Ca}	Ohr	n_{res} H. O.	$\vartheta_{H. O.}$	n_r M. O.	$\vartheta_{M. O.}$	η_{ak} in %
IV	197	Kb_l	754	0,074	756	0,172	2,0
		Kb_r	754	0,074	758	0,182	2,0
		K_l	705	0,085	726	0,179	1,7
		K_r	705	0,085	725	0,290	1,2
		Ue_l	704	0,071	700	0,213	2,9
		Ue_r	704	0,071	720	0,236	2,1
		H_l	—	0,110	788	0,230	3,7
		H_r	—	0,110	765	0,220	4,4
		Wtz_l	—	0,110	725	0,270	2,9
		Wtz_r	—	0,110	735	0,340	3,7
VI	1950	Ue_r	1003	0,068	1035	0,127	12,6
		Ue_l	1003	0,068	1022	0,121	15,8
		H_l	—	0,054	1063	0,115	12,9
IX	196	Kb_l	2180	0,033	2150	0,075	4,1
		Kb_r	2190	0,032	2150	0,090	5,2
		K_l	2175	0,033	2155	0,070	5,1
		K_r	2175	0,033	2188	0,126	2,4
		Ue_l	2168	0,033	2148	0,093	4,4
		Ue_r	2168	0,033	2180	0,100	5,5
		H_l	—	0,046	2115	0,160	3,9
		H_r	—	0,046	2106	0,200	5,0
		Wtz_l	—	0,046	2142	0,170	5,9
		Wtz_r	—	0,046	2130	0,170	4,5
XI	407	Kb_r	3070	0,039	3100	0,156	2,4
		K_l	3066	0,036	3095	0,195	1,7
		Ue_l	3078	0,039	3122	0,122	2,2
XII	397	K_r	3000	0,029	3025	0,046	9,0
		H_l	—	0,036	3096	0,100	16,4
		H_r	—	0,036	3130	0,100	16,4
		Wtz_l	—	0,036	3100	0,074	18,0
		Wtz_r	—	0,036	3100	0,110	16,5
(5)	192	Kb_l	1303	0,038	1297	0,089	2,2
		Kb_r	1303	0,038	1297	0,092	2,1
		K_r	1324	0,038	1308	0,095	2,9
		Ue_l	1303	0,038	1292	0,074	2,1
		Ue_r	1303	0,038	1280	0,084	2,1

Die Figg. 2 und 3 zeigen alte Leistungskurven des Telephons Nr. IX am harten Ohr und am menschlichen Ohr (H_l), die Figg. 4 und 5 enthalten die entsprechenden neuen Kurven bei einer anderen Versuchsperson (Kb); Fig. 6 zeigt eine Reproduktion von 4.

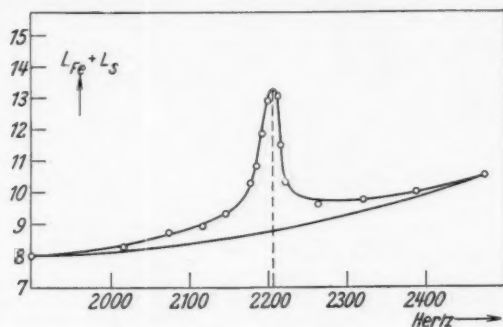


Fig. 2. Telefon Nr. IX, hartes Ohr (alte Messung), $n_{res} = 2205$, $\vartheta_{H.O.} = 0,046$

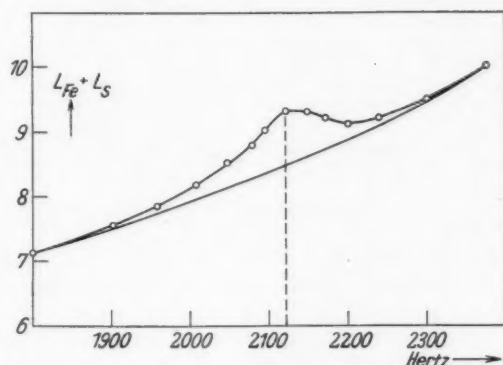


Fig. 3. Telefon Nr. IX, Versuchsperson H (l. Ohr), $n_{res} = 2114$, $\vartheta_{M.O.} = 0,156$

Am Anfang dieses Paragraphen wurde bereits darauf hingewiesen, daß der Wirkungsgrad eines RT , das an ein genügend langes Rohr angesetzt ist, von der Art des Abschlusses des freien Rohrendes unabhängig ist. Bei dieser Koppelungsart Telefon-Ohr ist also der Wirkungsgrad des Telephons für verschiedene angelegte Ohren der gleiche. Die Wirkungsgradbestimmung erfolgt in der gleichen Weise wie bei Telefon in Ohrlage aus einer Messung bei hartem Abschluß und aus einer Messung bei angeschraubtem Rohr. Zweck und Ziel der genannten Anordnung werden im nächsten

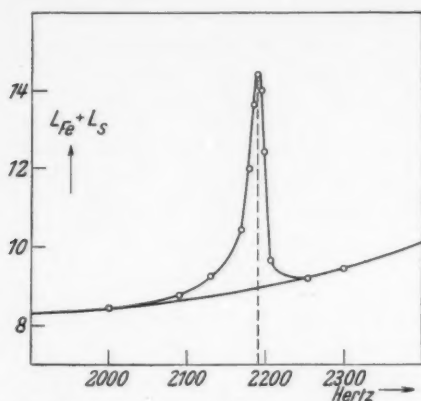


Fig. 4. Telefon Nr. IX, hartes Ohr (neue Messung), $n_{\text{res}} = 2190$, $\mathcal{S}_{\text{H.O.}} = 0,032$

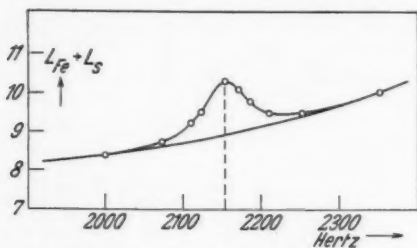


Fig. 5. Telefon Nr. IX, Versuchsperson Kb (r. Ohr), $n_{\text{res}} = 2150$, $\mathcal{S}_{\text{M.O.}} = 0,090$

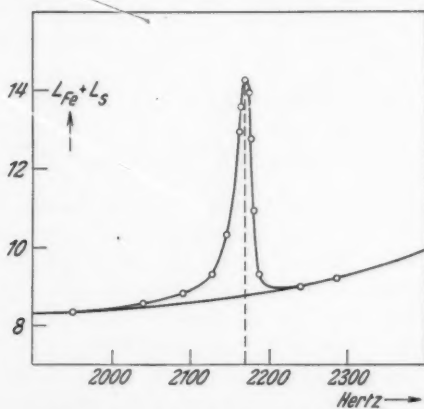


Fig. 6. Reproduktion der Kurve in Fig. 4, $n_{\text{res}} = 2170$, $\mathcal{S}_{\text{H.O.}} = 0,033$

Paragraphen besprochen. Fig. 7 zeigt schematisch einen Querschnitt durch das Telefon mit angeschraubtem Rohr, dessen Durchmesser 6 mm betrug. *Me* ist die Membran, *Mu* die Telefonmuschel, *AB* das Rohr von der Länge *l* und *Tr* ein Messingtrichter. Für harten Abschluß wird der Trichter bei *A* durch einen eingeschraubten Messingstopfen verschlossen. Hierbei ergaben sich übrigens im wesentlichen die gleichen \mathcal{P} -Werte ($\mathcal{P}_{H.A.}$) wie bei Abschluß des Telefons durch das oben beschriebene harte Ohr ($\mathcal{P}_{H.O.}$). Für ein bestimmtes Telefon und eine bestimmte Anordnung wurden in wiederholten Messungen die $\mathcal{P}_{H.O.}$ -Werte zu 0,029 und 0,032 bestimmt und die $\mathcal{P}_{H.A.}$ -Werte zu 0,029 bzw. 0,027 bzw. 0,030.

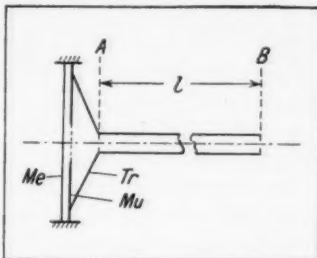


Fig. 7. Schema der Rohranordnung

Wurde das Rohr in eine Platte eingeschraubt und diese Platte ohne Zwischenschaltung eines Trichters unmittelbar auf die Telefonmuschel aufgekittet, so wurde die Dämpfung des Telefons zu groß, so daß brauchbare Resonanzkurven nicht mehr aufgenommen werden konnten. Vielfach wurde mit einem Trichter von 40 mm Durchmesser und 10 mm Höhe gearbeitet. Das Rohr wird jeweils so lang gewählt, daß die Impedanz bei *A* unabhängig von der Abschlußimpedanz bei *B* gleich dem Widerstand der freien Luft ρc ist. Das ist, wie hier ohne nähere Begründung angegeben wird, erreicht, wenn $\beta l > 3$ ist, wobei *l* die Rohrlänge in Zentimeter und β die Rohrdämpfung pro Zentimeter ist.

Für Telefon Nr. IX ergab sich der Wirkungsgrad bei angesetztem Rohr und Zwischentrichter für Rohrlängen von 9 bzw. 17 bzw. 19 m zu 6,5 bzw. 5,8 bzw. 6,8%, im Mittel also zu 6,4%.

§ 2. Empfindlichkeitsmessungen am menschlichen Ohr

Schon Hahnemann und Hecht haben darauf hingewiesen, daß sich aus dem Wirkungsgrad des Telefons die dem Ohr an der Hörschwelle zugeführte akustische Leistung und damit die Ohrempfindlichkeit ergibt, sobald die in das Telefon hineingesteckte Reizleistung bekannt ist. Als Reizschwelle des Ohres sei diejenige Leistung $(L_{ak})_{reiz}$ definiert, die an der Grenze der Hörempfindung von dem Ohr aufgenommen wird. Sie ist

$$(7) \quad (L_{ak})_{reiz} = (i_{reiz})^2 \cdot W \cdot \eta_{ak},$$

wobei i_{reiz} die Reizstromstärke, *W* der Wirkwiderstand und η_{ak} der Wirkungsgrad der Reizstromstärke ist. Werden i_{reiz} in Ampère und *W* in Ohm gemessen und wird der mittlere Querschnitt des

Gehörganges zu $\frac{1}{3}$ cm² angesetzt, so ergibt sich die Ohrempfindlichkeit E , gemessen in cm²sec/erg, zu

$$(8) \quad E = \frac{1}{3 \cdot 10^7 \cdot \eta_{ak} \cdot W \cdot (i_{reiz})^2}.$$

Die Umrechnung auf 1 cm² Fläche erfolgt, um Anschluß an frühere Messungen, namentlich an die von M. Wien ausgeführten, zu bekommen. Wien gibt die Empfindlichkeit ebenfalls in cm² sec/erg an. Ein von Hahnemann und Hecht bei 1000 Hz gemessener Empfindlichkeitswert liegt um etwa zwei Zehnerpotenzen unter dem entsprechenden Wienschen Wert. Allerdings ist zu einem genauen Vergleich der nach den beiden Methoden gefundenen Werte noch eine weitere Umrechnung nötig¹⁾, auf die wir aber im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher einzugehen brauchen. Es ist bequemer und übersichtlicher, wenn wir die nach der Hahnemann-Hechtschen Methode gewonnenen Werte nicht mit den Wienschen Werten vergleichen, sondern mit Werten, die nach einer anderen Methode im hiesigen Institut gemessen worden sind. Umfangreiche Messungen nach Hahnemann-Hecht haben Waetzmann-Heisig in der zitierten Arbeit ausgeführt. Statt durch die E -Werte läßt sich die Ohrempfindlichkeit auch durch die Schwellendrucke (an der Grenze am Trommelfell herrschende Effektivdrucke in dyn/cm²) kennzeichnen. Auch Energiewerte und Druckwerte lassen sich unter gewissen Voraussetzungen aufeinander umrechnen²⁾, wobei hier nur besonders erwähnt sei, daß sich die Energien wie die Quadrate der Drucke ändern.

Auch Waetzmann-Heisig fanden, daß die nach Hahnemann-Hecht bestimmten Schwellenenergien und Schwellendrucke durchweg größer sind als die nach anderen Methoden gefundenen Werte. In Fig. 8 ist die ausgezogene Kurve die mittlere Schwellendruckkurve, wie sie mit der Hahnemann-Hechtschen Methode von Waetzmann-Heisig festgestellt worden ist. Wir bezeichnen in den Kurven und Tabellen die nach Hahnemann-Hecht mit RT in Ohrlage gemessenen Werte mit RT_K (RT -Kammervorfahren), weil die Wände des Gehörganges und die Membran des Telephons eine kleine Druckkammer bilden. Die mit viel größeren Reizströmen unter Zwischenschaltung eines langen Ansatzrohres zwischen Telephon und Ohr gemessenen Werte bezeichnen wir mit RT_R (RT -Rohrlage) und die nach einem ganz anderen Verfahren mit dem Thermophon

1) E. Waetzmann, Festschrift der Technischen Hochschule Breslau, S. 470, 1935.

2) E. Waetzmann, a. a. O., S. 473.

als Tonquelle gewonnenen Werte mit Therm. Dabei können die Thermophonwerte ihrerseits im Kammervorgang oder mit Thermophon in Rohrlage gemessen sein (Therm_K bzw. Therm_R).

Zur Kontrolle wurden jetzt an der gut hörenden Versuchsperson Kb (l. O.) einige RT_K -Messungen ausgeführt. Diese Werte sind in der Figur durch ausgetauschte Kreise markiert und passen

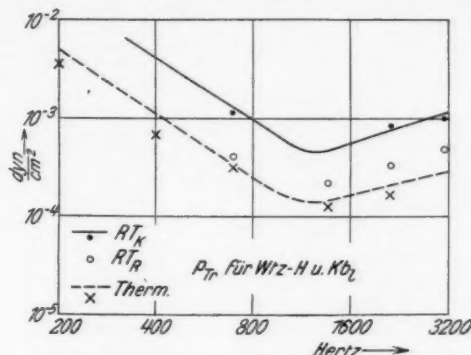


Fig. 8. Schwellendrucke. Verschiedene Personen, verschiedene Verfahren

ausgezeichnet in die alte Kurve hinein. Die gestrichelte Kurve ist eine neuerdings ebenfalls an der Versuchsperson Kb (l. O.) aufgenommene Therm_R -Kurve, während die durch Kreuze markierten Punkte Therm_K -Werte bedeuten.

Es liegt also zweifelsfrei eine systematische, starke Abweichung der RT_K -Werte gegenüber den Therm -Werten (und allen anderen nach anderen Methoden gewonnenen Werten) vor. Die RT_K -Werte sind zu groß. Der Grund ist vielleicht darin zu suchen, daß die Reizströme bei dem RT_K -Verfahren für normal hörende Personen außerordentlich klein sind, etwa 10^{-8} — 10^{-10} Amp. betragen. Hier kann der Wirkungsgrad nicht mehr gemessen werden, sondern es muß weitgehend von größeren Stromstärken her extrapoliert werden. Bei größeren Werten der Stromstärke konnte übrigens eine systematische Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Stromstärke nicht festgestellt werden. Beispielsweise ergaben sich bei einem der benutzten Telefone bei Stromstärken von $2,7 \cdot 10^{-4}$ bzw. $2,5 \cdot 10^{-5}$ bzw. $2,5 \cdot 10^{-6}$ Amp. Wirkungsgrade von 7,0 bzw. 6,8 bzw. 6,5%. Vor allem ist aber das allgemeine Verhalten von Telefonen bei so kleinen Strömen überhaupt noch nicht untersucht worden. Es ist hier an die magnetischen Verluste zu denken, an eine etwaige mechanische Schwelle der Membran und an die durch Wärme-

bewegung der Elektronen in den Telefonspulen bedingten Störströme¹⁾. Es ist uns aber noch nicht gelungen, den wirklichen Grund für diese Diskrepanzen mit Sicherheit herauszufinden.

Nebenbei sei hier folgendes bemerkt: In einer aus dem hiesigen Institut hervorgegangenen Arbeit von W. Geffeken²⁾ findet sich die Angabe, daß die genannten Störströme in die Größenordnung der Reizströme beim RT_K -Verfahren hineinfallen und daß hierdurch die Hörschwelle bei den Telefommessungen „offenbar verdeckt“ wird. Dabei wird nach Johnson der statistische Störstrom angesetzt zu $i_{\text{stat}} = \frac{10^{-8}}{\sqrt{W}}$, wo W der Leiterwiderstand ist. Für das

RT Nr. VII mit einem Widerstand von rund 2000 Ohm ist $i_{\text{reiz}} \sim 2,5 \cdot 10^{-10}$ Amp., also $i_{\text{reiz}} / i_{\text{stat}} \sim 1$. Dem Johnsonschen Wert ist aber ein Frequenzintervall von 5000 Hz zugrunde gelegt, während bei den RT der „wirksame“ Frequenzumfang viel kleiner ist, höchstens zu 200–300 Hz angesetzt werden darf. Hierdurch reduziert sich der Störstrom auf den $\sqrt{20}$ Teil. Aber selbst für den Fall, daß er von der gleichen Größenordnung wie der Reizstrom ist, braucht er diesen durchaus noch nicht zu verdecken. Die Reizstromstärke ist auf eine einzige Frequenz konzentriert, während sich die Störstromstärke über ein breites Frequenzband verteilt. Ferner wissen wir über die sogenannte Verdeckung einzelner Töne durch andere noch zu wenig Bescheid, als daß hierüber einigermaßen zuverlässige Angaben gemacht werden könnten. Entsprechendes wäre zu gewissen Abschätzungen zu sagen³⁾, aus denen auf Grund der spontanen Luftdruckschwankungen eine Grenze für die mögliche Empfindlichkeit des Trommelfells gefolgert wird.

Wenn es also noch nicht gelungen ist, die Ursachen für das Versagen der RT_K -Methode im einzelnen aufzuzeigen, so gelang doch wenigstens der Nachweis, daß die RT -Methode tatsächlich zu brauchbaren Werten führt, sobald bei größeren Stromstärken gearbeitet werden kann. Zu diesem Zwecke wurde die im hiesigen Institut von L. Keibs⁴⁾ ausgearbeitete Methode zur Hörschwellenbestimmung benutzt, die wir oben kurz skizziert und durch das Schlagwort „Rohrmethode“ gekennzeichnet haben. Die nach Formel (7) zu berechnende akustische Leistung des Telefons ist gleichzeitig die bei A (Fig. 7) in das Rohr eintretende Leistung. Die am Ende des Rohres bei B auf das Trommelfell auffallende Leistung ist infolge der Rohrdämpfung kleiner und zwar ist

$$(9) \quad (L_{ak})_B = (i_{\text{reiz}})^2 \cdot W \cdot \eta_{ak} \cdot e^{-2\beta l}.$$

Man hat also durch entsprechende Wahl der Rohrlänge die Möglichkeit, die Schwellenmessungen bei größeren Strömen vorzunehmen.

1) W. Schottky, Ann. d. Phys. [4] 57. S. 541. 1918; H. Niquist, Phys. Rev. 32. S. 110. 1928; I. B. Johnson, Phys. Rev. 32. S. 97. 1928.

2) W. Geffeken, Ann. d. Phys. [5] 19. S. 845. 1934.

3) Vgl. auch L. I. Sivian u. S. D. White, Journ. of the acoust. Soc. of Am. 4. S. 306. 1933.

4) L. Keibs, Ann. d. Phys. [5] 26. S. 585. 1936.

In Fig. 8 sind die entsprechenden Meßwerte (RT_R) für das linke Ohr der Versuchsperson Kb durch Kreise markiert. In der Tat stimmen diese Werte viel besser mit den Therm-Werten überein als die RT_K -Werte. Allerdings ist noch immer eine zwar kleine, aber systematische Abweichung vorhanden. Die RT_R -Werte sind etwa 1,5 mal so groß wie die Therm-Werte. Die Ursache für diese Abweichung ist uns noch nicht bekannt. Rein referierend sei erwähnt, daß sie in einem kleinen systematischen Fehler in den ϑ -Bestimmungen liegen könnte.

Tabelle 2
Versuchsperson Kb l. O.

n	p_{T_v} -Werte in dyn/cm ²			E-Werte in cm ² sec/erg		
	RT_K	RT_R	Therm	RT_K	RT_R	Therm
670	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$
1300	—	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	—	$2,6 \cdot 10^9$	$6,0 \cdot 10^9$
2100	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^9$
3100	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^8$	$5,5 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^9$

Tabelle 3
Versuchsperson Kb r. O.

n	p_{T_v} -Werte in dyn/cm ²			E-Werte in cm ² sec/erg		
	RT_K	RT_R	Therm	RT_K	RT_R	Therm
670	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^9$
1300	—	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	—	$9,0 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^9$
2100	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$
3100	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^8$	$5,3 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^9$

In den Tabellen 2 und 3 sind für das linke und rechte Ohr der Versuchsperson Kb für vier verschiedene Frequenzen die nach den verschiedenen Verfahren gewonnenen Druckwerte zusammengestellt. In den drei letzten Spalten sind noch die zugehörigen Empfindlichkeitswerte angegeben; die RT_K -Werte gemäß Formel (8), während für die RT_R -Werte und die Therm-Werte noch die Absorptionskoeffizienten des Trommelfells zu berücksichtigen sind. Auch für das rechte Ohr sind die RT_R -Werte etwas größer als die Therm-Werte, um etwa das 1,4-fache, liegen den Therm-Werten aber sehr viel näher als die RT_K -Werte.

Die Tabellen 4 und 5 enthalten entsprechende Werte für die Versuchsperson Ue. Hier liegen die RT_R -Werte für beide Ohren den Therm-Werten noch etwas näher. Sie sind nur etwa 1,3 mal

so groß. An sich sind diese Abweichungen so klein, daß man sie auf Ungenauigkeiten in den Messungen schieben könnte, wenn sie nicht fast ausnahmslos den gleichen Sinn hätten.

Tabelle 4
Versuchsperson Ue l. O.

n	p_{Tr} -Werte in dyn/cm ²		E-Werte in cm ² sec/erg	
	RT_R	Therm	RT_R	Therm
670	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$
1300	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^9$
2100	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^8$
3100	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^8$	$7,0 \cdot 10^8$

Tabelle 5
Versuchsperson Ue r. O.

n	p_{Tr} -Werte in dyn/cm ²		E-Werte in cm ² sec/erg	
	RT_R	Therm	RT_R	Therm
670	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$
1300	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^8$	$9,2 \cdot 10^8$
2100	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^9$
3100	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^8$	$9,2 \cdot 10^8$

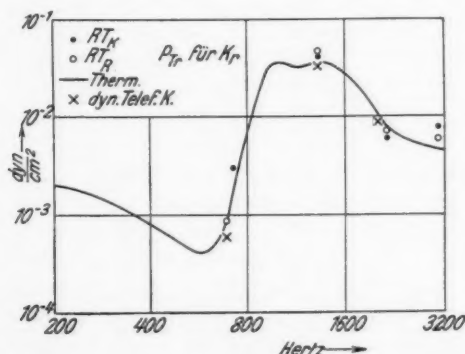


Fig. 9. Schwellendrucke. Versuchsperson K (r. Ohr), verschiedene Verfahren.

Einige besonders interessante Messungen ließen sich an der Versuchsperson K ausführen. Bei K ist die Ohrempfindlichkeit in der Gegend von 600 bis über 3000 Hz etwas kleiner als bei völlig normal hörenden Personen. Infolgedessen sind für K die

Reizstromstärken schon im Kammervverfahren etwa ebenso groß wie sie bei anderen Versuchspersonen erst bei der Rohrlagemethode sind. In Fig. 9 gibt die ausgezogene Kurve die $Therm_R$ -Werte; die durch Kreuze bezeichneten Meßwerte sind mit einem dynamischen Telefon als Tonquelle im Kammervverfahren gewonnen. Die RT_R -Werte sind wieder durch Kreise, die RT_K -Werte durch geschwärzte Kreise markiert. Sämtliche mit den verschiedensten Methoden und Anordnungen gemessenen Werte stimmen gut überein. Das ist eine besonders einfache und damit schöne Bestätigung unserer ursprünglichen Annahme, daß die Abweichungen zwischen den nach der Hahnemann-Hechtschen und nach anderen Methoden gefundenen Werten auf die Kleinheit der Reizströme in den RT beim Kammerverfahren zurückzuführen sind.

Die Tabellen 6 und 7 enthalten die Einzelwerte für die beiden Ohren der Versuchsperson K nach dem Schema der Tabellen 2 und 3.

Tabelle 6
Versuchsperson K l. O.

n	p_{Tr} -Werte in dyn/cm ²			E-Werte in cm ² sec/erg		
	RT_K	RT_R	Therm	RT_K	RT_R	Therm
670	—	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	—	$7,6 \cdot 10^3$	$7,6 \cdot 10^3$
720	$1,6 \cdot 10^{-3}$	—	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^3$	—	$1,1 \cdot 10^3$
1300	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^4$
2100	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$8,0 \cdot 10^3$	$5,8 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$
3100	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^3$

Tabelle 7
Versuchsperson K r. O.

n	p_{Tr} -Werte in dyn/cm ²			E-Werte in cm ² sec/erg		
	RT_K	RT_R	Therm	RT_K	RT_R	Therm
670	—	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$	—	$2,0 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^3$
720	$2,6 \cdot 10^{-3}$	—	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^7$	—	$5,8 \cdot 10^7$
1300	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	$5,1 \cdot 10^4$
2100	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$
3100	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^3$

§ 3. Zusammenfassung

Im Anschluß an frühere Messungen von Waetzmann und Heisig werden nach einer von Hahnemann und Hecht angegebenen Methode Wirkungsgradbestimmungen an Resonanz-

telephonen ausgeführt. Je nach der Impedanz des angelegten Ohres ist der Wirkungsgrad ein anderer. Es werden aber Messungen nicht nur bei unmittelbar an das Ohr angelegtem Telephon ausgeführt, sondern auch bei Einschaltung von langen Rohren zwischen Telephon und Ohr. In diesem Falle ist der Wirkungsgrad für verschiedene Ohren der gleiche.

Aus dem Wirkungsgrad und aus der von dem Telephon an der Hörgrenze aufgenommenen elektrischen Leistung läßt sich die Ohrempfindlichkeit bestimmen. Die von Waetzmann-Heisig gewonnenen Ergebnisse werden bestätigt. Es steht also fest, daß die nach der Hahnemann-Hechtschen Methode gefundenen Schwellendrucke und Schwellenenergien größer sind als die nach anderen Methoden gewonnenen Werte. Es wird vermutet, daß die Ursache hierfür in der Kleinheit der Reizströme der RT an der Hörschwelle zu suchen ist. Infolgedessen muß die Meßanordnung derart abgeändert werden, daß die Stromstärken für die Reizleistung erheblich größer sind. Zu diesem Zweck wird statt des „Kammervfahrens“ (Telephon unmittelbar am Ohr) das „Rohrverfahren“ (Telephon durch ein langes Rohr mit dem Ohr verbunden) angewandt. In der Tat gibt bei der letztgenannten Anordnung die Hahnemann-Hechtsche Methode Schwellenwerte, die den mit anderen Methoden gewonnenen Werten zum mindesten sehr nahe kommen. Hiernach mußte bei Versuchspersonen, deren Ohrempfindlichkeit unterhalb der normalen liegt, nicht nur bei dem Rohrverfahren, sondern auch schon bei dem Kammervfahren die Hahnemann-Hechtsche Methode richtige Werte liefern. Auch diese Schlußfolgerung wird experimentell bestätigt.

Breslau, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule,
1. Juni 1936.

(Eingegangen 6. Juni 1936)

**Über Absorption in Dipolflüssigkeiten
im Gebiet von 3—7 m Wellenlänge
Von Erwin Keutner¹⁾**

(Mit 22 Figuren)

Übersicht: A. Einleitung und Problemstellung. — B. Beschreibung der Apparatur: a) Der Sender; b) Der Empfangskreis; 1. Das Absorptionsgefäß; 2. Das Strommeßinstrument; c) Fehlerbetrachtung. — C. Besondere Fehlerquellen. — D. Die experimentellen Ergebnisse: a) Die zur Auswertung notwendigen Formeln; b) Diskussion der Ergebnisse; Vergleich mit anderen Beobachtern. — E. Zusammenfassung.

A. Einleitung und Problemstellung

Die anomale Absorption wurde 1895 von Drude entdeckt und bei einer Reihe von Substanzen gemessen. Es gelang ihm auch, eine Theorie der Erscheinungen aufzustellen, die den Beobachtungen gerecht wurde und es gestattete, den Verlauf der Absorption und Dispersion über das ganze Frequenzband vom statischen Zustand bis zu den optischen Frequenzen qualitativ zu übersehen. 1912 stellte dann P. Debye seine Dipoltheorie auf, die neben den Erscheinungen der Absorption auch die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante und die Sättigungserscheinungen bei hohen Feldstärken zu erklären vermochte. Die Dipoltheorie versagte aber bei einer Reihe von Flüssigkeiten wie Wasser, Äthylalkohol, Glycerin usw., die wir jetzt als assoziiert bezeichnen. Wir nehmen an, daß die Moleküle dieser Flüssigkeiten nicht ganz freibeweglich sind, sondern daß Kräfte wahrscheinlich elektrostatischer Natur zwischen benachbarten Molekülen wirksam sind. Wie man sich diese Assoziation im Einzelnen vorzustellen hat, ist noch nicht genau bekannt²⁾. Man ist also vorläufig darauf angewiesen, möglichst viel experimentelles Material zusammenzutragen.

Meine Aufgabe bestand nun darin, für eine Reihe von Dipolflüssigkeiten die Absorption bzw. die Hochfrequenzleitfähigkeit in dem Wellenlängenbereich von 3—6 m zu messen, die Ergebnisse mit anderen Beobachtern kritisch zu vergleichen und ihr Verhältnis zur Dipoltheorie zu diskutieren.

1) Kölner Dissertation.

2) Vgl. J. Malsch, Phys. Ztschr. 33. S. 383. 1932.

B. Beschreibung der Apparatur

a) Der Sender

Die Schaltung meines Senders zeigt Fig. 1. Es ist die heute allgemein übliche Dreipunktschaltung. Der für die Frequenz maßgebende Kreis ist bestimmt durch die in Reihe liegenden Kapazitäten C , die Gitteranodenkapazität und die Selbstinduktionen der Verbindungsleitungen. Die Kapazität des Kondensators war zwischen 3 und 30 cm veränderlich. Der Wellenbereich von 3,50—6,60 m wurde durch 3 auswechselbare Spulen zwischen A und C überdeckt.

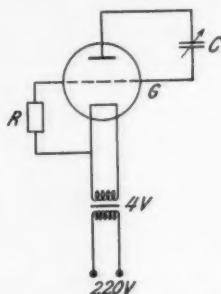


Fig. 1

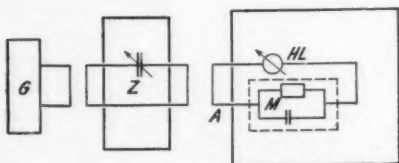


Fig. 2. G: Generator, Z: Zwischenkreis



Fig. 3

Die Wellenlänge wurde absolut gemessen mit Hilfe eines Lechersystems. Die kürzeste mit hinreichender Energie erreichbare Welle von etwa 3 m war nur durch Überlastung des Senders zu erreichen. Die Messungen wurden daher bis höchstens 3,60 m ausgedehnt. Zur Vermeidung von Oberwellen wurde zwischen Sender und Empfangskreis ein Zwischenkreis eingeschaltet, der mit Detektor und Galvanometer auf Resonanz eingestellt wurde.

b) Der Empfangskreis

Die schematische Darstellung des Empfangskreises zeigt Fig. 2. M ist das Absorptionsgefäß, HL das Hitzdrahtluftthermometer.

Die dicke Umrandung zeigt die Abschirmung. Die einzelnen Teile des Kreises waren zuerst durch Quecksilberkontakte verbunden; da diese aber stark strahlten, wurden alle Verbindungen verlötet.

1. Das Absorptionsgefäß

Das Absorptionsgefäß — Fig. 3 — war ähnlich gebaut wie das als Thermometer ausgebildete Meßgefäß von Malsch¹⁾. Es besteht aus einem Glasgefäß von 3 cm Durchmesser, in das zwei parallele Platinplatten (Abstand 0,5 cm; Durchmesser 1,2 cm; Dicke 0,05 cm) eingeschmolzen sind. Oben ist eine Kapillare von 0,05 cm Durchmesser angesetzt, in der mikroskopisch die Steighöhe gemessen wurde. Die Füllung des Gefäßes geschah durch die Kapillare mittels eines mit einem Schliff versehenen Hahnsystems, wodurch die Flüssigkeit, ohne mit der Außenluft in Berührung zu kommen, eingefüllt werden konnte.

Um die Temperatur konstant zu halten, war das Meßgefäß in einen kleinen Thermostaten eingebaut, ähnlich wie ihn Hiegemann²⁾ beschreibt. Durch Ablassen oder Zufüllen abgemessener Quecksilbermengen zum Thermostatenquecksilber konnte die Temperatur auf $15, 25$ und $35 \pm 0,2^\circ \text{C}$ ohne Schwierigkeit eingestellt werden.

2. Das Strommeßinstrument

Es wurde zuerst versucht, den Strom im Empfangskreis mit dem Thermoelement zu messen. Nun war aber bei Öffnen des Kreises immer noch ein gewisser Reststrom vorhanden, der unter Umständen größer war als der Strom bei geschlossenem Kreis. Es wurde versucht, den Einfluß dieses Reststromes herabzudrücken:

- a) durch parallel geschaltete Kapazitäten,
- b) durch Abschirmen des Elementes,
- c) durch senkrechtes Herausführen der Zuleitungen zum Galvanometer,
- d) durch Einbetten dieser in Paraffin,
- e) durch besonders sorgfältige Anordnung der Drähte im Thermoelement.

Aber die Erfolge waren nur gering. Bestenfalls ging das Verhältnis von Reststrom zu Hauptstrom auf 0,3 herab. Eine Verkürzung des Empfangskreises wirkte sich immer günstig aus. Es schien aber ausgeschlossen, mit dem Thermoelement wirklich exakte Messungen auszuführen, und es sei daher besonders auf die großen Schwierig-

1) J. Malsch, Ann. d. Phys. [5] 12. S. 867. 1932.

2) J. Hiegemann, Ann. d. Phys. [5] 25. S. 337. 1936.

keiten hingewiesen, die bei Messung mit Thermoelementen im Gebiet der Ultrakurzwellen allgemein auftreten.

Es wurde daher ein Hitzdrahtluftthermometer zur Strommessung gebaut, wie es Scheibe¹⁾ beschrieben hat. Die Vorteile des Hitzdrahtluftthermometers gegenüber dem Thermoelement sind im wesentlichen die Unabhängigkeit von jeder Zuleitung, sodann die Möglichkeit, den Draht glatt auszuspannen, so daß er, ohne die Form des Empfangskreises zu ändern, eingebaut werden kann.

Das Hitzdrahtluftthermometer zeigte zwar auch noch einen gewissen Reststrom, der aber höchstens 10% des Stromes im geschlossenen Kreis betrug, d. h. der etwaige Einfluß dieses Reststromeffekts war unter 1% (vgl. auch Teil C; dort auch über Frequenzabhängigkeit des Reststromeffekts). — Statt eines Korkgehäuses, wie bei Scheibe, wurden zwei stabile Holzklotzchen verwandt. Als skineffektfreier Hitzdraht wurde Konstantan benutzt (Durchmesser 0,015 mm, Länge 18 mm, $R \sim 40 \Omega$). Um bei der Reststrommessung das Instrument empfindlicher zu machen, wurde parallel zu der mit einem Hahn verschließbaren Ausgleichskapillare noch eine feinere Kapillare eingesetzt. Die enge Kapillare allein gab einen Meßbereich von etwa 2—10 mA, beide parallel etwa 8—35 mA.

c) Fehlerbetrachtung

Jeder Meßpunkt wurde so aufgenommen, daß zuerst mit Hilfe des Lechersystems die Wellenlänge im Sender eingestellt wurde. Darauf wurde der Zwischenkreis auf Resonanz gebracht und zuletzt durch die Koppelung des Senders mit dem Zwischenkreis der Strom von 25 mA im Meßkreis eingestellt. Die Ablesung am ballistischen¹⁾ Hitzdrahtluftthermometer erfolgte mit einem Mikroskop. Die Größe des Ausschlags war von der Länge des Fadens abhängig, so daß der Ausschlag zwischen 12 und 25 Skt. variierte. Innerhalb einer Meßreihe blieb die Länge und damit der Ausschlag konstant. Der Fehler betrug bei 20 Skt. Ausschlag 1,25%.

Die Ablesung der Steighöhe in der Kapillare geschah ebenfalls mit einem Mikroskop. Der Temperaturgang des Meniskus wurde beobachtet und das Mittel des Temperaturganges vor und nach der Absorption zu dem gemessenen Steighöhenwert addiert bzw. subtrahiert. Außerdem wurde in bekannter Weise die vom Thermometergefäß nach außen abgegebene Wärme, deren Betrag nur sehr gering ist, berücksichtigt. — Die Zeiten wurden mit der Stoppuhr abgelesen.

1) A. Scheibe, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik 25. S. 12. 1925.

Die Steighöhen waren je nach der Absorption in weiten Grenzen verschieden, zwischen 2 und 100 Skt. Demgemäß war auch die Genauigkeit der Ablesung verschieden. So wurden die großen Steighöhen — 50—100 Skt. — mit einer Genauigkeit von 1 Skt., die mittleren Steighöhen — 10—50 Skt. — mit $\frac{1}{2}$ Skt. und die kleinen mit $\frac{1}{5}$ Skt. abgelesen. Bei den ganz kleinen Steighöhen — unter 3 Skt. — machten sich aber dann irgendwelche Unregelmäßigkeiten im äußeren Temperaturgang besonders stark bemerkbar, so daß diese Werte nicht mehr exakt quantitativ ausgewertet werden können.

Der Fehler in der Steighöhenmessung beträgt je nach der Steighöhe 1,4—2,5%.

Schließlich ist noch die Konstanz der Temperatur zu berücksichtigen. Der Thermostat gestattete zwar, die Temperatureinstellung während einer Meßreihe auf $\frac{1}{1000}^{\circ}\text{C}$ konstant zu halten¹⁾. Aber da ich die Messungen bei drei verschiedenen Temperaturen vornahm, war es nicht so genau möglich, bei der nächsten Messung auf dieselbe Temperatur einzustellen. Der Unterschied der Einstellung bei zwei verschiedenen Meßreihen betrug so maximal $0,2^{\circ}\text{C}$. Maßgebend bei der Betrachtung des dadurch bedingten Fehlers ist die Änderung der Zähigkeit mit der Temperatur. Bei Butylalkohol z. B. ändert sich die Zähigkeit zwischen 15 und 25°C von 0,0350—0,0272, d. h. also bei $0,2^{\circ}\text{C}$ um 0,7%. Ein Fehler dieser Größenordnung wird also in die Messung eingehen.

Die Addition der Einzelfehler ergibt einen Gesamtfehler von rund 5% bei den mittleren und großen Steighöhen; bei den kleinen Steighöhen ist er etwa 8%; bei den ganz kleinen noch größer.

C. Besondere Fehlerquellen

Die ersten Messungen²⁾ wurden in einem Quarzgefäß vorgenommen, das den Vorteil geringer Verluste besaß, aber wegen seiner Größe nicht in einen Thermostaten eingebaut werden konnte. Bei einem zweiten Gefäß, das den Vorteil großer Elektroden auf engem Raum hatte und damit gleichmäßige Erwärmung der Flüssigkeit und Verwendungsmöglichkeit niedriger Feldstärken, verlief aber ein Teil der Kraftlinien durch Glas und Luft, so daß die statische Kapazität von der Dielektrizitätskonstante und — bei Dispersion — von der Frequenz abhängig war. Es wurde daher ein drittes Gefäß gebaut (vgl. Fig. 3), bei dem der Durchmesser der Platten nur $\frac{1}{3}$ von dem des Glasgefäßes war, so daß die Platten allseitig weit

1) Vgl. J. Hiegemann, a. a. O.

2) Vgl. J. Malsch u. E. Keutner, Phys. Ztschr. 36. S. 288. 1935.

genug von dem flüssigen Dielektrikum umgeben waren. Der Erfolg zeigte sich insbesondere darin, daß die Steighöhen bei Benzolmessungen — zurückzuführen auf Verluste im Glas — praktisch gleich Null waren, während sie bei dem andern Glasgefäß etwa 2 Skt. betragen hatten; die Kraftlinien verliefen also jetzt sämtlich in der Flüssigkeit.

Bei den Messungen zeigten sich gewisse Abweichungen von den früheren Ergebnissen¹⁾ in Form einer ansteigenden oder abfallenden Kurve oder eines Maximums. Die Lage dieser Kurven war durch verschiedene Längen des Empfangskreises stark zu beeinflussen. Die genauere Untersuchung ergab einen Einfluß von verschiedenen Elementen der Apparatur.

Zunächst war zweifelhaft, ob man die Verhältnisse in dem Empfangskreis noch als quasistationär betrachten könne. Die ge-

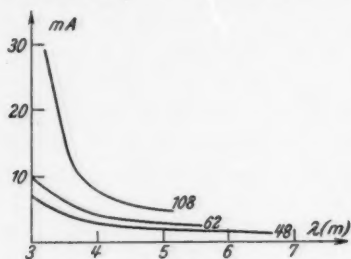


Fig. 4

samte Länge des Empfangssystems betrug etwa 60 cm, also etwa $\frac{1}{6}$ — $\frac{1}{10}$ λ . Um diese Frage zu prüfen, wurde der Empfangskreis an einer Stelle geöffnet und der noch vorhandene Strom gemessen. Fig. 4 zeigt die Ergebnisse an drei verschiedenen Längen des Empfangskreises; als Ordinate ist der Strom bei geöffnetem Stromkreis aufgetragen.

Der im geschlossenen Kreis eingestellte Strom betrug immer 25 mA. Charakteristisch ist das äußerst starke Ansteigen des Reststromes bei Wellen unter 4 m, entsprechend einer starken Strahlung des Systems. Diese Verhältnisse am offenen Kreis lassen sich aber nicht ohne weiteres auf den geschlossenen Kreis übertragen, — der geschlossene strahlt weit geringer. Fig. 4 gibt nur ungefähr einen Anhaltspunkt dafür, bis zu welchen Frequenzen die Apparatur noch brauchbar ist. Ich sehe daher 3,50—4 m als die untere Grenze an. Fig. 4 zeigt auch den großen Einfluß verschiedener Längen des Empfangssystems. Ferner läßt sich folgern — entsprechend dem Bild der strahlenden Antenne —, daß der Strom in der Mitte des Kreises — vom Öffnungspunkt aus gerechnet — größer ist als am Ende, was sich auch experimentell zeigen ließ.

Auch durch extreme Verkürzung aller Teile der Anordnung ließ sich die Apparatur nicht bei viel höheren Frequenzen ver-

1) Vgl. J. Malsch u. E. Keutner, a. a. O. Anm. 1, S. 288.

wenden. Es traten dann direkte Induktionen auf andere Teile des Kreises, z. B. auf das Hitzdrahtluftthermometer und den Meßkondensator auf, die die Schwierigkeiten vergrößerten.

Bei der weiteren Untersuchung der Apparatur ohne Zwischenkreis fand sich noch folgendes: Im Sender wurden zur Überdeckung des Wellenbereichs von 3–6 m vier Spulen ausgewechselt. Wurde nun die Abhängigkeit der Steighöhe im Absorptionsgefäß von der Wellenlänge so aufgetragen, daß immer die Meßpunkte eines Bereichs miteinander verbunden wurden, so ergab sich die Kurvenschar der Fig. 5. Die Messungen wurden am n-Butylalkohol ausgeführt. Die Fig. 5 zeigt die Wirkung zweier verschiedener Fehlerquellen. Betrachtet man zwei zu derselben Wellenlänge gehörenden Meßpunkte verschiedener

Scharen, so sieht man, daß die Steighöhen verschieden sind und demnach von der Konstruktion des Senders abhängen. Diese Erscheinung läßt sich durch das Auftreten von Oberwellen erklären. Nach den bisherigen Beobachtungen ist für die Alkohole die Steighöhe im Gebiet der Meterwellen konstant, woraus auf die Gültigkeit der Debye'schen Theorie

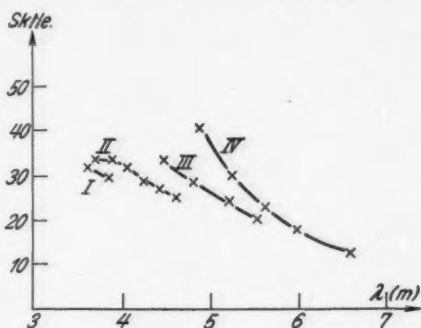


Fig. 5

geschlossen werden kann. Falls die Theorie auch für kürzere Wellen gültig ist, muß die Steighöhe bei kürzeren Wellen abfallen. Für Butylalkohol muß der Abfall bei etwa $\lambda = 1,50$ m bemerkbar werden. — Zweitens sieht man aus der Figur bei Betrachtung der einzelnen Kurven, daß die Steighöhen stark von der Wellenlänge abhängig sind. Diese starken Schwankungen können auf irgendwelche unerwünschten Kopplungserscheinungen zurückgeführt werden, sei es durch die Grundwelle, sei es durch die Oberwelle. Durch Einführung eines Zwischenkreises werden beide Fehlerquellen reduziert, die eine durch Herabdrücken der Oberwellen, die andere durch räumliche Trennung von Sender und Meßkreis. — Indessen konnten auch nach Einführen des Zwischenkreises Kopplungserscheinungen nicht ganz vermieden werden. Die Steighöhe war etwas verschieden, je nachdem der Zwischenkreis fester an den Sender oder an den Empfangskreis angekoppelt wurde. Abschirmung des ganzen Empfangs-

kreises und des Zwischenkreises schuf wirksame Abhilfe. Außerdem wurden die einzelnen Kopplungsdrähte genau rechtwinklig umgebogen und parallel zueinander geführt. Die endgültige Anordnung sah dann so aus, wie Fig. 2 S. 30 zeigt.

D. Die experimentellen Ergebnisse

Die Figg. 6 bis 17 bringen die gemessenen Steighöhen bei drei Temperaturen in Abhängigkeit von der Wellenlänge im Bereich

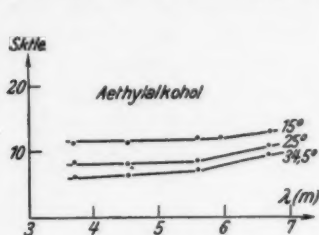


Fig. 6

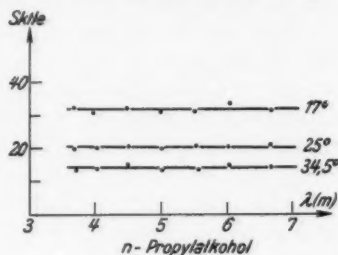


Fig. 7

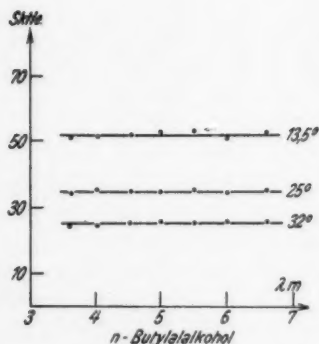


Fig. 8

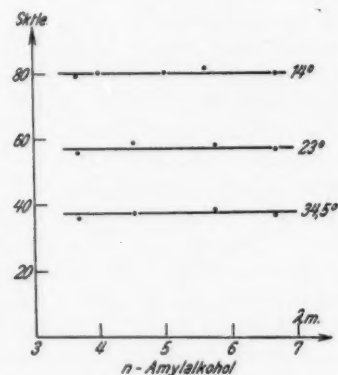


Fig. 9

von 3,60 m bis 6,60 m. Tab. 1 zeigt die experimentell gemessenen Konstanten, die zur rechnerischen Auswertung nötig sind: die Dielektrizitätskonstante, die Viskosität, die Niederfrequenzleitfähigkeit; ferner zeigt die Tabelle die Mittelwerte der Steighöhen, soweit sie frequenzunabhängig, also konstant sind, interpoliert auf 15°, 25° und 35° C.

Bei Glycerin + 30% H_2O wurde auf die Absorptionsmessung bei 35° C verzichtet, da der zu erwartende Effekt sehr klein ist.

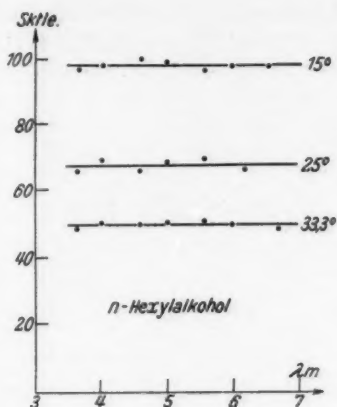


Fig. 10

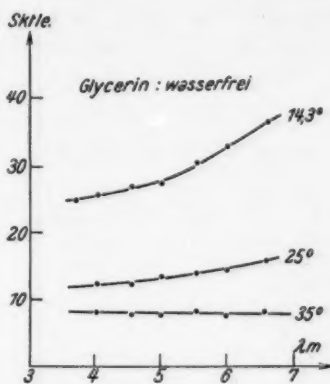


Fig. 11

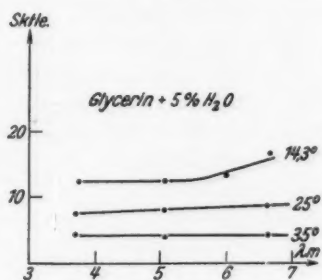


Fig. 12

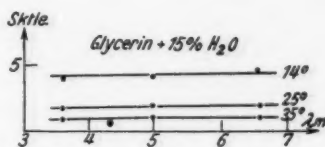


Fig. 13

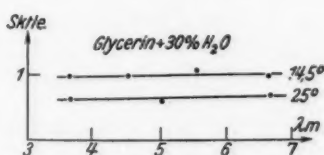


Fig. 14

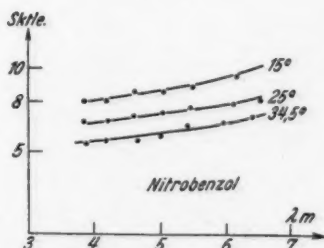


Fig. 15

Bei Chlorbenzol war es infolge der niedrigen DK. mit meinem Sender trotz Überlastung nur möglich, von $\lambda = 3,70$ bis $4,80 \mu m$ die Absorption zu messen. Bei Nitrobenzol und Aceton wurde wegen des

geringen Effekts die Steighöhe mit $i = 50$ mA gemessen; ebenso bei Glycerin + 15 % H_2O bei $t = 35^\circ C$ und bei Glycerin + 30 % H_2O bei $t = 25^\circ C$. Bei der Aufzeichnung in den Figuren sind diese

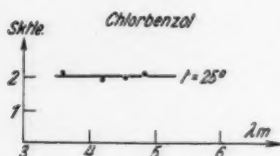


Fig. 16

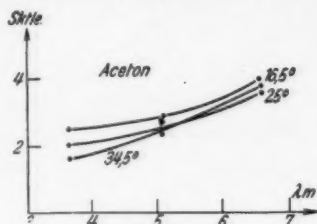


Fig. 17

Steighöhenwerte durch 4 dividiert. — Messungen an Benzol ($\sigma_0 = 2,5 \cdot 10^{-11} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) ergaben gar keinen Effekt ($< \frac{1}{4}$ Skt.).

a) Die zur Auswertung notwendigen Formeln

Die mathematische Behandlung des Empfangssystems ist schon früher von uns eingehend dargestellt worden¹⁾, so daß ich mich hier mit der Zusammenstellung der Formeln, die zur Auswertung der vorliegenden Meßergebnisse notwendig sind, begnügen kann. Die schematische Darstellung des Empfangskreises zeigt Fig. 18. Es wird immer auf konstanten Strom im Hitzdrahtluftthermometer eingestellt und die Steighöhe im Meßgefäß ist eine Funktion der Wellenlänge, die sich ausdrückt:

$$(1) \quad f(\lambda) \sim i_1^2 R = \frac{R}{1 + (\omega R C)^2} i^2$$

oder auch:

$$(2) \quad i_1^2 R = \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\sigma'}{\sigma''}\right)^2} i^2.$$

Unter Annahme der Gültigkeit der Dispersionsformeln können wir setzen:

$$(3) \quad \sigma' = \frac{\varepsilon \cdot \lambda^2 + n^2 y^2}{\lambda^2 + y^2},$$

$$(4) \quad \sigma'' = \frac{(\varepsilon - n^2) y \cdot \lambda}{\lambda^2 + y^2},$$

$$(5) \quad \sigma = \frac{\sigma''}{60 \lambda} = \frac{1}{60} \cdot \frac{(\varepsilon - n^2) y}{\lambda^2 + y^2}.$$

Dabei bedeuten: ω die Kreisfrequenz; k : die Widerstandskapazität des Meßgefäßes; σ : die Hochfrequenzleitfähigkeit; $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$: die

1) Vgl. J. Malsch, Ann. d. Phys. [5] 19. S. 718. 1934; J. Malsch u. E. Keutner, Phys. Ztsch. 36. S. 288. 1935.

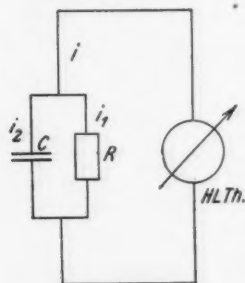


Fig. 18

Dielektrizitätskonstante; n : den optischen Brechungsindex; λ die Wellenlänge; y : die für den Dispersionsverlauf maßgebende Konstante, die die Form hat:

$$(6) \quad y = \frac{8\pi^2 \cdot c \cdot \eta \cdot a^3}{k \cdot T} \cdot \frac{s+2}{n^2+2} = 2\pi c \cdot \tau \cdot \frac{s+2}{n^2+2}$$

wobei: $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec; η : die Zähigkeit; a : den Molekylradius; k : die Boltzmannkonstante; T : die absolute Temperatur; τ : die Relaxationszeit bedeuten.

Tabelle 1

Substanz	$t^\circ \text{C}$	Steighöhe h	DK. s	Viskosität η Zentipoise	Niederfrequenz- leitfähigkeit σ_0
Äthylalkohol . .	15	(12)	25,3	1,41	$9,6 \cdot 10^{-7}$
	25	(9,5)	23,6	1,19	$14,5 \cdot 10^{-7}$
	35	(7,6)	22,3	0,98	$17,2 \cdot 10^{-7}$
Propylalkohol . .	15	34,9	21,4	2,9	$3,7 \cdot 10^{-7}$
	25	21,3	19,8	2,12	$4,9 \cdot 10^{-7}$
	35	14,5	18,3	1,66	$6,5 \cdot 10^{-7}$
Butylalkohol . .	15	50,5	18,3	3,50	$2,6 \cdot 10^{-7}$
	25	35,1	16,7	2,72	$3,1 \cdot 10^{-7}$
	35	24,7	15,6	2,13	$3,8 \cdot 10^{-7}$
Amylalkohol . .	15	76,9	14,8	4,58	$2,6 \cdot 10^{-7}$
	25	53,9	14,0	3,45	$3,5 \cdot 10^{-7}$
	35	36,5	13,3	2,62	$4,1 \cdot 10^{-7}$
Hexylalkohol . .	15	98,7	14,3	6,20	$1,05 \cdot 10^{-7}$
	25	67,7	13,2	4,54	$2,0 \cdot 10^{-7}$
	35	46,3	12,2	3,43	—
Glyzerin wasserfrei	15	(31)	43,1	2410	$0,67 \cdot 10^{-8}$
	25	(14)	41,1	940	$1,6 \cdot 10^{-8}$
	35	8,1	39,3	425	$2,9 \cdot 10^{-8}$
Glyzerin + 5 % H_2O	15	(14)	46,1	856	$3,2 \cdot 10^{-8}$
	25	(8,3)	43,4	374	$6,6 \cdot 10^{-8}$
	35	4,6	41,4	182	$13 \cdot 10^{-8}$
Glyzerin + 15 % H_2O	15	4,3	51,9	152	$1,9 \cdot 10^{-7}$
	25	2,2	49,3	77,4	$3,7 \cdot 10^{-7}$
	35	1,38	46,4	44,8	$6,0 \cdot 10^{-7}$
Glyzerin + 30 % H_2O	15	1	60,4	34,9	$7,7 \cdot 10^{-7}$
	25	0,63	57,5	19,5	$12 \cdot 10^{-7}$
Nitrobenzol . . .	15	(9,3)	36,1	2,30	$2,3 \cdot 10^{-8}$
	25	(7,5)	34,0	1,96	$4,1 \cdot 10^{-8}$
	35	(6,5)	32,2	1,67	$2,1 \cdot 10^{-8}$
Chlorbenzol	25	2,1	5,6	0,81	$5,2 \cdot 10^{-10}$
Aceton	15	(3,2)	21,7	0,36	$4,7 \cdot 10^{-7}$
	25	(2,75)	20,4	0,33	$6,0 \cdot 10^{-7}$
	35	(2,5)	19,2	0,30	$6,4 \cdot 10^{-7}$
Benzol	—	< 0,25	—	—	—

Die eingeklammerten Zahlen sind Mittelwerte, die nur zur Orientierung über die Größe der Effekte dienen sollen. Die Steighöhe h ist in diesen Fällen von der Wellenlänge abhängig.

Durch Einsetzen der Formeln (3) bis (5) in (2) erhält man für die Steighöhe:

$$(7) \quad f(\lambda) \sim \frac{A}{1+x^2},$$

$$(7a) \quad x = \frac{n^2 y}{s \cdot \lambda}.$$

Ist $x^2 \ll 1$ — wie es bei allen untersuchten Substanzen in meinem Wellenlängenbereich der Fall ist — so ist nach der Theorie zu erwarten, daß die Steighöhe (Erwärmung) von der Wellenlänge unabhängig ist.

Da die Steighöhen den y -Werten proportional sind:

$$(8) \quad f(\lambda) = \frac{(s - n^2)}{s^2} y,$$

lassen sich die y -Werte experimentell bestimmen, falls der y -Wert einer Substanz genau genug bekannt ist. Es ist dann das Verhältnis der y -Werte:

$$(9) \quad \frac{y_1}{y_2} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \cdot \frac{s_2 - n_2^2}{s_1 - n_1^2} \cdot \frac{s_1^2}{s_2^2} \cdot \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \cdot \frac{h_1}{h_2},$$

wobei α den Ausdehnungskoeffizienten; ρ die Dichte; c die spez. Wärme und h die Steighöhe bedeuten.

Berücksichtigt man noch die Niederfrequenzleitfähigkeit σ_0 , so ergibt sich folgender allgemeiner Ausdruck für die Steighöhe:

$$(10) \quad f(\lambda) = \frac{s - n^2}{s} \cdot \frac{y}{s} \cdot \frac{1 + \left[1 + \left(\frac{\lambda}{y}\right)^2\right] \frac{s}{s - n^2} \frac{60 \sigma_0 y}{s}}{1 + \left(\frac{n^2 y}{s \cdot \lambda}\right)^2 + 2 \frac{s - n^2}{s} \frac{60 \sigma_0 y}{s} \left[1 + \left(\frac{\lambda}{y}\right)^2\right] \left(\frac{60 \sigma_0 y}{s}\right)^2},$$

der sich in einigen Fällen — bei nicht allzu großem σ_0 — in etwas vereinfachter Form unter Vernachlässigung des zweiten und vierten Gliedes im Nenner auswerten läßt.

b) Diskussion der Ergebnisse

Zum besseren Vergleich der Ergebnisse wurden die Steighöhen, die nicht genau bei 15°, 25° und 35°C gemessen wurden, auf diese Temperaturen interpoliert. Tab. 1 zeigt in Spalte 3 diese Werte, soweit sie frequenzunabhängig sind.

Zur Berechnung der Molekularkonstanten (y : Relaxationszeit; α : Molekylradius) war es bei meiner Methode, die in den Steighöhen nur die Verhältnisse der einzelnen Konstanten zueinander liefert, notwendig, eine absolute Konstante festzulegen, um absolute Werte zu bekommen. Der n -Butylalkohol, den wir früher als Vergleichs-

substanz benutzt haben¹⁾, ist nicht so häufig gemessen worden, wie der *n*-Propylalkohol: daher möchte ich meine Werte auf ihn beziehen. Aus den Mittelwerten von y bei $t = 20^\circ \text{C}$ von Mizushima²⁾ und Szymanowski³⁾ berechnet sich der Molekularradius zu $a = 2,18 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Aus den Werten von Malsch⁴⁾ bei $t = 18^\circ \text{C}$ zu $a = 2,16 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Aus dem Mittelwert von $a = 2,17 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ wurde dann mittels der Dielektrizitätskonstante und der inneren Reibung gemäß Formel (6) der y -Wert von Propylalkohol bei 25°C als Standardwert zu

$$y = 70$$

bestimmt. Auf ihn sind alle anderen y -Werte bezogen.

Bei dem Vergleich mit der Theorie ist zu beachten, daß die Gültigkeit des Clausius-Mosottischen Ansatzes und die Betrachtung des Moleküls als rotierende Kugel sicher eine sehr ideale Annahme ist und daß Abweichungen von etwa 10 % selbst bei den als einfach — d. h. nicht assoziiert — zu betrachtenden Flüssigkeiten wie den Alkoholen als gute Übereinstimmung anzusehen sind.

Die Alkohole

Der Äthylalkohol, dessen Steighöhen nicht ganz konstant sind, wird nachfolgend behandelt.

Die Alkoholreihe wurde schon öfters in verschiedenen Wellenlängengebieten untersucht (Drude, Mizushima, Malsch, Szymanowski) und im allgemeinen in befriedigender Übereinstimmung — auch quantitativ — mit der Debyeschen Theorie gefunden. Tab. 2 zeigt die mittels der Formeln Teil Da berechneten Molekularkonstanten von Propylalkohol bis Hexylalkohol.

Wie man aus Tab. 2 sieht, zeigen die Molekularradien einen gewissen Gang mit der Temperatur, der — insbesondere bei Propylalkohol — zu einem Teil noch aus dem Einfluß der Niederfrequenzleitfähigkeit zu erklären ist, zum anderen Teil aber doch wohl auf noch ungeklärte geringere Einflüsse einer Assoziation der Moleküle zurückgeführt werden muß. Die Niederfrequenzleitfähigkeit beträgt im ungünstigsten Fall — Propylalkohol $t = 35^\circ \text{C}$, $\lambda = 6,60 \text{ m}$ — 2,3 % der Hochfrequenzleitfähigkeit; im übrigen ist sie immer kleiner als 1 %, z. T. sogar kleiner als 0,1 % der Hochfrequenzleitfähigkeit.

1) Vgl. J. Malsch u. E. Keutner, a. a. O.

2) Vgl. San-ichiro Mizushima, Sci. Papers Phys. a. Chem. Res. 79. S. 201—248. 1927; 166. S. 209—231. 1928.

3) W. T. Szymanowski, Journ. Chem. Phys. 1. S. 809. 1933.

4) J. Malsch, Ann. d. Phys. [5] 12. S. 865. 1932.

Tabelle 2

	$t^{\circ}\text{C}$	η	Relaxationszeit $\tau \cdot 10^{10}$	Molekölradius $a \cdot 10^8 \text{ cm}$
Propylalkohol . . . {	15	123	1,09	2,27
	25	70	0,67	2,18
	35	44,5	0,46	2,13
Butylalkohol . . . {	15	162	1,67	2,47
	25	104	1,17	2,41
	35	71	0,84	2,38
Amylalkohol . . . {	15	207	2,6	2,61
	25	139	1,84	2,59
	35	90	1,25	2,52
Hexylalkohol . . . {	15	263	3,42	2,59
	25	168	2,34	2,56
	35	108	1,62	2,52

n-Propylalkohol und n-Butylalkohol wurden von Kahlbaum bezogen, n-Amyl- und n-Hexylalkohol von Merck.

Zum Vergleich der Messungen von Mizushima mit den meinen eignet sich am besten die Funktion (2) Teil Da bei Weglassen der Konstanten:

$$(2a) \quad f(\lambda) = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon''}\right)^2}$$

ϵ' und σ sind direkt von Mizushima gemessen.

Setzt man die Werte von Mizushima in (2a) ein, so müssen sich auch Parallelen zur Abszisse ergeben. Fig. 19 zeigt die Kurven für einige Alkohole von Mizushima im Bereich von 9,50 bis 3,08 m Wellenlänge bei $t = 20^{\circ}\text{C}$.

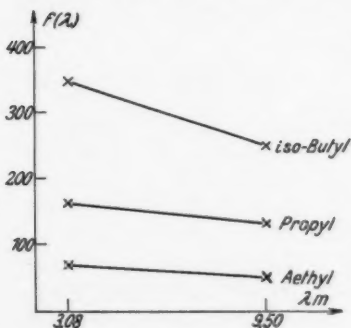


Fig. 19

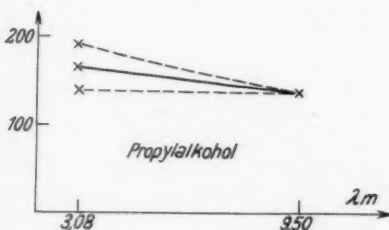


Fig. 20

Wie man sieht, sind die Werte nicht ganz konstant. Aber Mizushima hat die Werte ϵ' und σ , bzw. ϵ'' direkt gemessen. Da er besonderen Wert auf die Beobachtungen von ϵ' legte, ist keine

allzu große Genauigkeit für die aus Mizushimas Beobachtungen berechneten Werte zu erwarten. In Fig. 20 wurden zwei verschiedene Werte von ϵ' und σ , die innerhalb der Fehlergrenze von Mizushima lagen, in Formel (2a) eingesetzt (Propylalkohol).

Es ergeben sich dann die beiden gestrichelten Kurven. Die Abweichungen bei $\lambda = 3,08$ m sind etwa 30 %. Bei $\lambda = 9,50$ m wären die Abweichungen infolge des kleineren σ noch größer. Man sieht also, daß infolge der weiten Fehlergrenze von Mizushima ein kritischer Vergleich der Wellenlängenabhängigkeit mit meinen Messungen nicht möglich ist.

Dagegen lassen sich die Verhältnisse der Ordinaten (Steighöhen) miteinander vergleichen.

Nach Mizushima: Propyl- zu Äthylalkohol: 2,7

nach Keutner: " " " 2,9.

Tab. 3 bringt eine Übersicht über die berechneten Molekularradien aus den Messungen der verschiedenen Beobachter.

Tabelle 3
 $a \cdot 10^8$ cm

	Mizushima	Malsch	Szymanowski	Keutner
Äthylalkohol . .	2,0—2,2	1,8	1,8	1,8 (1,82)
n-Propylalkohol	2,2—2,4	2,2	2,2	2,2 (2,20)
n-Butylalkohol .	—	2,6	—	2,4 (2,42)
Amylalkohol . .	2,4—2,6	—	2,5	2,6 (2,27)
Hexylalkohol . .	—	—	—	2,6 (2,56)

Die Übereinstimmung der mit den verschiedensten Methoden ausgeführten Messungen ist befriedigend.

Äthylalkohol

Die Steighöhen bei Äthylalkohol nehmen mit wachsender Wellenlänge etwas zu. Aus der Tatsache, daß der stärkste Anstieg bei der höchsten Temperatur gefunden wurde, läßt sich schließen, daß diese Abweichungen jedenfalls zum Teil auf den Einfluß der Niederfrequenzleitfähigkeit zurückzuführen sind, da sich mit wachsender Temperatur das Verhältnis von HFL zu NFL zuungunsten der HFL verschiebt (im Gegensatz z. B. zu den Anomalien durch Assoziation, die sich stärker bei den tiefen Temperaturen bemerkbar machen).

Die Auswertung der Messungen ist folgendermaßen vorgenommen. Tab. 4 zeigt in Spalte 2—4 die gemessenen Niederfrequenzleitfähigkeiten und die gemessenen Steighöhen bei $\lambda = 370$ und $\lambda = 660$ cm.

Tabelle 4

$t^{\circ}\text{C}$	$\cdot 10^{-7}$ NFL	h_{370} gem.	h_{660} gem.	$\Delta h_{660-370}$ gem.	Δh_{370} ber.	Δh_{660} ber.	$\Delta h_{660-370}$ ber.	$h_{370}^{\text{theoret.}}$ $\sigma_0 = 0$
15	9,6	12	12,7	0,7	—	—	—	12
25	14,5	8,5	10,5	2,0	0,2 (2%)	0,6 (6%)	0,4	8,3
35	17,2	6,5	9,0	2,5	0,2 (3%)	1,0 (11%)	0,8	6,3

Spalte 5 gibt die Differenz der Steighöhen. In Spalte 6 und 7 sind dann unter Berücksichtigung der NFL die nach Formel (10) Teil Da zu erwartenden Zunahmen der Steighöhen nebst den Prozentzahlen eingetragen. Wie man sieht, sind die berechneten Zunahmen zwar in derselben Größenordnung wie die gemessenen, sie sind aber durchweg kleiner. Wenn auch die experimentellen Werte noch innerhalb der Meßgenauigkeit bleiben, könnten hier doch bereits Anzeichen von Assoziationerscheinungen vorliegen. Die letzte Spalte zeigt die Steighöhen, die sich ergäben, falls die NFL. verschwindend klein wäre, also die Differenz zwischen Spalte 3 und 6.

Tabelle 5

$t^{\circ}\text{C}$	h theoret.	y	$a \cdot 10^8 \text{ cm}$
15	12	42	1,85
25	8,3	27,2	1,81
35	6,3	19,7	1,79

Tab. 5 gibt die aus den errechneten Steighöhen der Tab. 4 berechneten y -Werte und die Moleküllradien. Wie schon Tab. 3 zeigte, ist a in guter Übereinstimmung mit den Werten der früheren Autoren. Auch hier zeigt sich wieder der kleine Gang des Radius mit der Temperatur, quantitativ in derselben Weise wie bei *n*-Butyl-, Amyl- und Hexylalkohol.

Zur experimentellen Prüfung der Formel (10) über den Einfluß der Niederfrequenzleitfähigkeit wurde Äthylalkohol künstlich mit Natriumchlorid verunreinigt. Die Lösung hatte die Leitfähigkeit $\sigma_0 = 9 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$. Fig. 21 zeigt die Frequenzabhängigkeit der Steighöhe.

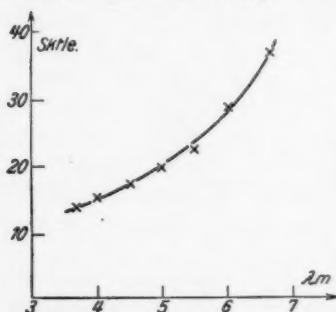


Fig. 21

Tab. 6 zeigt die berechneten Werte mittels Formel (10) im Vergleich mit den experimentell gefundenen bei drei Wellenlängen. Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Tabelle 6

λ cm	k experim.	k ber.
370	14,5	15,7
500	20,2	22,6
660	37	34

Glycerin und Glycerin-Wasser-Mischungen

Das von Kahlbaum bezogene Glycerin wurde im Vakuum destilliert. Die Lösungen mit Wasser (Gewichtsprozente) wurden auf 1% genau eingewogen.

Absorption und Dispersion ist in Glycerin in den verschiedensten Frequenzgebieten gemessen worden¹⁾. Aber es ist oft schwer, die Einzelergebnisse miteinander zu vergleichen, da meist Angabe von Reinheitsgrad und Temperatur fehlt. Und gerade Glycerin ändert seine Eigenschaften sehr stark mit diesen Parametern. Die Angabe der Viskosität ist wohl am wesentlichsten. Z. B. erhöht sich die Viskosität bei Wasserentzug von 5 auf 0% um fast 300%. Sie ist also ein gutes Kriterium für Wasserfreiheit. Ähnlich sind die Verhältnisse bei Temperaturänderungen.

Die Figg. 11—14 zeigen, daß bei Glycerin die Steighöhen bei 0% H_2O und bei 5% H_2O nicht konstant sind (ausgenommen $t = 35^\circ C$).

Tab. 1 zeigt die Steighöhen, soweit sie konstant sind. Tab. 7 zeigt die daraus berechneten y -Werte. Diese y -Werte habe ich

Tabelle 7

	$t^\circ C$	y gemessen	y reduziert	Molekylradius $a \cdot 10^8$ cm
Reines Glycerin	35	156	—	0,41
Glycerin 5% H_2O	35	98	125	0,50
Glycerin 15% H_2O	15	130	247	0,59
	25	64	121	0,60
	35	38	71	0,62
Glycerin 30% H_2O	15	43	137	0,75
	25	26	83	0,79

1) Literaturzusammenstellung vgl. Landolt-Börnstein, 5. Aufl. II. Erg.-Bd. S. 978. Ferner: J. Hiegemann, a. a. O.

reduziert¹⁾ und daraus den „Molekülradius“ berechnet. Wie man sieht, ist dieser „Radius“ nicht konstant, sondern er wächst mit zunehmender Verdünnung ziemlich stark an; die Dimensionen des Glycerinmoleküls sind aber sicher bedeutend größer.

Obwohl die Formeln der Dispersionstheorie anwendbar sind, versagt doch hier die Deutung im Sinne der einfachen Debyeschen Theorie; dieselben Ergebnisse lieferte auch eine Arbeit von Hiegemann²⁾, der im Bereich von 92–23 m Wellenlänge gemessen hat. — Ein direkter Vergleich meiner Beobachtungen ist noch mit denen von Mizushima möglich. Quantitative Übereinstimmung ist

allerdings nicht zu erwarten, da, wie sich aus den Angaben der inneren Reibung schließen läßt, das Glycerin von Mizushima noch etwa 2–3% Wasser enthält. Zur Diskussion muß wieder auf die Funktion (2a) zurückgegriffen werden. Die so gefundenen Kurven zeigt Fig. 22. Man sieht, daß auch bei Mizushima die Steighöhen mit abnehmender Wellenlänge kleiner werden, allerdings infolge des Wassergehaltes erst bei tieferen Temperaturen. Seine Beobachtungen sind mit meinen Ergebnissen im Einklang.

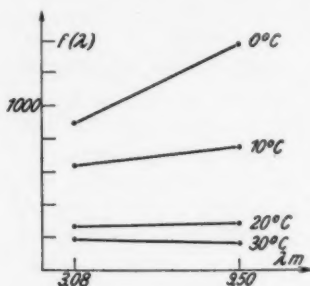


Fig. 22

Interessant ist ein Vergleich der bei verschiedenem Wassergehalt beobachteten y -Werte. Diese y -Werte sollten sich im wesentlichen wie die inneren Reibungen verhalten. Indessen ändert sich die innere Reibung bedeutend stärker als die Absorption, bzw. die y -Werte mit dem Wassergehalt. Der Einfluß der inneren Reibung wird merkwürdigerweise um so geringer, zu je kürzeren Wellen man übergeht. So fand Hiegemann für den Bereich von 90–23 m Wellenlänge 1,85, Keutner zwischen 6,60–3,70 m eine Abnahme von 1,55–1,4 und Whitmore³⁾ bei $\lambda = 75$ cm 1,0 für das Verhältnis der y -Werte von reinem Glycerin zu dem mit 5% Wassergehalt, während das entsprechende Verhältnis der inneren Reibungen 2,5 beträgt. Auch bei diesen Betrachtungen zeigt sich deutlich, daß eine theoretische Deutung der physikalischen Vorgänge im Glycerin noch große Schwierigkeiten macht.

1) Vgl. P. Debye, Phys. Ztschr. 35. S. 102. 1934. Anm. 4.

2) J. Hiegemann, Ann. d. Phys. [5] 25. S. 337. 1936.

3) B. C. Whitmore, Phys. Ztschr. 34. S. 649. 1933.

Nitrobenzol

Das von Kahlbaum bezogene Nitrobenzol von der Leitfähigkeit $2,1 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ($t = 25^\circ \text{C}$) wurde mit Aluminiumoxyd behandelt und im Vakuum destilliert. Die Leitfähigkeit wurde dadurch auf $4,1 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ vermindert. Der Absorptionseffekt des destillierten und des undestillierten Nitrobenzols waren innerhalb der Fehlergrenze gleich. Der Absorptionseffekt ist sehr klein und etwas von der Frequenz abhängig. Die Frequenzabhängigkeit ist etwa gleich stark für alle drei Temperaturen. Der Molekularradius berechnet sich zu $1 \cdot 10^{-8} \text{cm}$. Sicherlich ist der wahre Radius bedeutend größer, so daß auf Assoziation geschlossen werden muß. Mit den einfachen Vorstellungen der Debyeschen Theorie und den daraus resultierenden Formeln können die physikalischen Verhältnisse im Nitrobenzol also nicht erfaßt werden. Die geringen Effekte lassen erkennen, daß das Gebiet anomaler Dispersion im Bereich sehr kurzer Wellen zu suchen ist.

Chlorbenzol

Infolge der schon erwähnten Schwierigkeiten konnte die Absorption bei Chlorbenzol nur bei $t = 25^\circ \text{C}$ und auch da nur in einem kleinen Frequenzbereich gemessen werden. In diesem kleinen Bereich zeigt sich Konstanz der Steighöhe. Es berechnet sich ein y -Wert von 2,1 und ein „Molekularradius“ von $a = 1,36 \cdot 10^{-8} \text{cm}$.

Aceton

Obwohl die Niederfrequenzleitfähigkeit meines Acetons (von Schering & Kahlbaum) mit $\sigma_0 = 6 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ relativ klein war, wurden doch die Effekte maßgebend — infolge der kleinen Hochfrequenzleitfähigkeit — durch die Niederfrequenzleitfähigkeit beeinflusst. Das zeigt sich äußerlich schon an der Form der Kurven (vgl. Äthylalkohol). Eine genauere Auswertung läßt sich infolge der Kleinheit der Effekte und der dadurch bedingten großen Fehler nicht durchführen. Man kann höchstens über die Größenordnung Aufschluß gewinnen. Die Form der Kurve bei $t = 35^\circ \text{C}$ läßt schließen, daß HFL. und NFL. bei $\lambda = 3,70 \text{m}$ etwa gleich sind. Daraus berechnet man bei einem Hochfrequenzeffekt von $h = 0,4 \text{Skt.}$ das y zu 0,75; und einen „Molekularradius“ von etwa $0,9 \cdot 10^{-8} \text{cm}$.

E. Zusammenfassung

Es wird eine Methode beschrieben, die mittels des Elektrolytthermometers und Einstellung auf konstanten Strom im Meßkreis es gestattet, die anomale Absorption in Dipolflüssigkeiten im Bereich

von 3 bis 7 m Wellenlänge zu messen. Besonderer Wert wurde auf die Diskussion der möglichen Fehlerquellen und ihre Beseitigung gelegt. Es wurden die Alkohole von Äthyl- bis Hexylalkohol untersucht, ferner Glyzerin in verschiedenen Mischungen mit Wasser, Nitrobenzol, Aceton und Chlorbenzol. Die Ergebnisse sind bei den Alkoholen in quantitativer Übereinstimmung mit früheren Messungen Mizushima, Malsch, Szymanowski) und mit der Debyeschen Theorie. Die bei Glyzerin und Nitrobenzol gemessenen Absorptionserscheinungen sind jedoch mit den einfachen Formeln der Debyeschen Theorie nicht zu erfassen, stimmen aber mit den Messungen früherer Beobachter im wesentlichen überein.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. J. Malsch für die Anregung zu dieser Arbeit und seine dauernde fördernde Unterstützung meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ebenso danke ich Herrn Prof. K. Försterling, der mir die Hilfsmittel seines Instituts zur Verfügung stellte, für seine rege Anteilnahme und manchen wertvollen Hinweis. Der Johann Hamspohnstiftung danke ich für finanzielle Unterstützung der Messungen.

Köln, Institut für theoretische Physik der Universität, den 9. Juni 1936.

(Eingegangen 10. Juni 1936)

**Über den Einfluß von Zug, Druck und Torsion
auf die Längsmagnetostriktion¹⁾**

Von Hermann Kirchner

(Mit 23 Figuren)

Einleitung

Die Magnetostriktion der Ferromagnetika ist, wie viele andere ihrer magnetischen Eigenschaften, von äußeren mechanischen Belastungen, denen der Probekörper ausgesetzt ist, in hohem Maße abhängig. Bei Untersuchungen dieses Einflusses mechanischer Beanspruchungen sind besonders einfache Ergebnisse zu erwarten an Ferromagnetika, deren Magnetostriktion annähernd unabhängig ist von der Kristallorientierung und die von stärkeren inneren Spannungen frei sind. Obwohl diese Voraussetzungen bei weichem Nickel weitgehend erfüllt sind, sind die vorliegenden experimentellen Ergebnisse nicht so einfach zu erklären wie z. B. bei den verwandten Erscheinungen der ferromagnetischen Widerstandsänderung.

Die Zugabhängigkeit der Längsmagnetostriktion ist mehrfach untersucht worden, u. a. von K. Honda und S. Shimizu²⁾, W. Wwedensky und S. Simanow³⁾ und C. W. Heaps⁴⁾. Von R. Becker und M. Kersten⁵⁾ wurde eine theoretische Aussage gemacht, daß sich der Sättigungswert der Längsmagnetostriktion λ_z im Grenzfall sehr hoher Zugbeanspruchung zum Sättigungswert der Magnetostriktion λ_0 des unbelasteten spannungsfreien Materials wie 1,5 zu 1 verhalten sollte. Diese Aussage findet jedoch durch die vorliegenden Messungen keine quantitative Bestätigung. Bei K. Honda und S. Shimizu sowie bei den Messungen von W. Wwedensky und S. Simanow steigt die Magnetostriktion mit steigendem Zug zwar an, fällt aber bei noch größeren Zugbelastungen wieder ab. C. W. Heaps findet einen Anstieg der Längsmagnetostriktion bis zu einem Grenzwert, dessen Verhältnis zum Anfangswert jedoch nur 1,35 beträgt.

1) Dissertation der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Jena.

2) K. Honda u. S. Shimizu, Phil. Mag. **4**. S. 338. 1902.

3) W. Wwedensky u. S. Simanow, Ztschr. f. Phys. **38**. S. 202. 1926.

4) C. W. Heaps, Phys. Rev. **42**. S. 108. 1926.

5) R. Becker u. M. Kersten, Ztschr. f. Phys. **64**. S. 660. 1930.

Da zu vermuten war, daß die Abweichungen des experimentellen Befundes von der theoretischen Forderung darauf zurückzuführen sind, daß die benützten Materialien nicht hinreichend frei von inneren Spannungen waren, erschien es wünschenswert zu untersuchen, ob bei einem weichen Nickel von hohem Reinheitsgrad eine bessere Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und der theoretischen Aussage zu erreichen wäre.

Der Einfluß eines Längsdruckes auf die Längsmagnetostriktion ist meines Wissens bisher nicht untersucht worden.

Bei Torsionsbeanspruchung ist die Magnetostriktion von C. Barus¹⁾ an Eisen untersucht worden.

Außer an Nickel, das negative Magnetostriktion aufweist, sollte der Einfluß von Zug, Druck und Torsion auf die Längsmagnetostriktion auch an Materialien untersucht werden mit positiver Magnetostriktion, bei denen entgegengesetztes Verhalten zu erwarten war.

Meßmethode

Zur Messung der Längenänderungen diente das im hiesigen Institut schon mehrfach angewandte Verfahren [G. Dietsch²⁾, W. Fricke³⁾], bei dem durch die Längenänderung der Probe der Abstand und damit die Kapazität eines Plattenkondensators verändert wird. Die Kapazitätsänderung wird dann mit einem Hochfrequenzverfahren gemessen und daraus die Abstandsänderung berechnet nach der Formel

$$\Delta a = \frac{4\pi}{F} \cdot a^2 \cdot \Delta C.$$

Dabei ist F die Fläche, a der Plattenabstand, ΔC die Kapazitätsänderung und Δa die Abstandsänderung.

Die Randstörungen sind dabei vernachlässigt, außerdem ist Parallelität der Platten vorausgesetzt. Weil der Plattenabstand quadratisch eingeht, wird der Fehler, der beim Messen des Abstandes gemacht wird, verdoppelt. Da die Empfindlichkeit mit abnehmendem Plattenabstand steigt, wird meist mit einem verhältnismäßig kleinen Abstand gearbeitet. Dadurch wird der Fehler bei der Abstandsmessung größer. Weitere Fehler entstehen dadurch, daß sich vollständige Parallelität der Platten praktisch nicht erreichen läßt.

Um diese Fehlerquellen zu vermeiden, wurde auf eine Absolutmessung verzichtet und eine Vergleichsmethode benützt, die gestattete,

1) C. Barus, *Phys. Rev.* **13**. S. 283. 1901.

2) G. Dietsch, *Ztschr. f. techn. Phys.* **8**. S. 380. 1931.

3) W. Fricke, *Ztschr. f. Phys.* **50**. S. 324. 1933.

eine hohe Reproduzierbarkeit der Messungen zu erreichen, weil sie auf eine Abstandsmessung verzichtet und keine Parallelität der Platten verlangt.

Die zu messende Längenänderung wird mit einer anderen, konstanten und jederzeit reproduzierbaren Längenänderung verglichen, die auf dieselbe Art wie die zu messende Probe die bewegliche Platte des Meßkondensators betätigt.

Als Vergleichslängenänderung wurde im vorliegenden Fall die Magnetostriktion eines kleinen Nickelstabes benutzt, der durch eine Hilfsmagnetisierungsspule annähernd bis zur Sättigung magnetisiert wurde. Die Reproduzierbarkeit dieser Vergleichslängenänderung war bei gleicher äußerer Feldstärke, oder was gleichbedeutend damit ist, bei gleicher Stromstärke durch die Hilfsspule sehr gut.

Der Aufbau des mechanischen Teils der Apparatur geht aus der schematischen Skizze Fig. 1 hervor. Der zu messende Draht P ist ähnlich wie bei G. Dietsch¹⁾ in einem Gestell aus Messingstäben aufgehängt. In dem Gewindekopf G ist ein Messingstab S_1 auswechselbar festzuschrauben. An dieses Messingstück ist ein Stäbchen aus Nickel NS von 6 cm Länge und 1 cm Durchmesser hart angelötet und an dieses Stäbchen ist wiederum ein weiterer Messingstab S_2 hart angelötet, an dessen unterem Ende der Probedraht mit Klemmschrauben festgeschraubt werden kann. Das untere Ende des Probedrahtes trägt über ein Verlängerungsstück aus Aluminiumrohr einen Messingrahmen R , in dem die bewegliche Platte des Meßkondensators K an einem dünnen Kupferdraht aufgehängt ist. Dieser Rahmen und die Aufhängung war notwendig, damit die verhältnismäßig großen mechanischen Belastungen des Hebelarm und die Spitzenlagerung des beweglichen Teils des Meßkondensators nicht zerstörten.

Die Hilfsmagnetisierungsspule L_h , zur Magnetisierung des Nickelstäbchens NS , mußte mit demselben mechanisch starr ver-

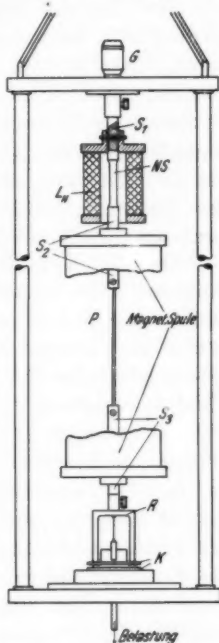


Fig. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung

1) G. Dietsch, a. a. O.

bunden sein, weil durch die Inhomogenität des Feldes der Spule und durch die kleinen Dimensionen des Nickelstäbchens beim Einschalten des Feldes erhebliche Kräfte auftraten. Die Art der Befestigung, die natürlich nur einseitig sein darf, weil sich sonst die Längenänderung nicht frei auswirken kann, zeigt Fig. 1.

Der Bau des Meßkondensators ist aus Fig. 4 ersichtlich. Die obere Platte ist beweglich und über einen Hebelarm in Spitzen gelagert. Die Platten und der Hebelarm sind aus Aluminium, um Gewicht zu ersparen. Die Plattengröße war 5×5 cm. Je nach dem zu messenden Material und besonders je nach der Länge des Probedrahtes wurde der Plattenabstand des Kondensators eingestellt. Er betrug meistens 1 mm. Durch den Gewindekopf *G* im oberen Teil des Messinggestells konnte der gewünschte Plattenabstand sehr bequem eingestellt werden.

Da die Vergleichslängenänderung unabhängig von den Belastungen sein mußte, denen die Probedrähte ausgesetzt wurden, mußte das Nickelstäbchen *NS* 1 cm stark gemacht werden. Die Probedrähte waren im Höchstfall 1 mm stark, so daß sich die Querschnitte wie 1 : 100 verhielten und die Belastung des Vergleichsmaterials daher zu vernachlässigen war.

Die elektrische Methode zur Umwandlung der Kapazitätsänderungen in Stromänderungen ist unter dem Namen „Methode der halben Resonanzkurve“ bekannt. Ein Sender schwingt mit konstanter Frequenz und konstanter Energie. Ein Resonanzkreis, der den Meßkondensator als Kapazität enthält, ist so abgestimmt, daß die Frequenz des Senders in der Mitte einer Flanke der Resonanzkurve liegt. Ein Röhrenvoltmeter mißt die am Resonanzkreis entstehende Wechsellspannung. Wird der Abstand des Meßkondensators geändert, dann ändert sich auch die Abstimmung des Resonanzkreises und damit die an ihm entstehende Wechsellspannung, was durch eine Anodenstromänderung des Röhrenvoltmeters gemessen werden kann.

Eine notwendige Bedingung bei dieser Methode, bei der die Abstandsänderung eines Kondensators aus der Kapazitätsänderung bestimmt wird, ist, daß Kapazitätsänderung und Abstandsänderung proportional sind. Dies ist der Fall, wenn die Abstandsänderung klein ist gegen den Abstand selbst. Da bei den vorliegenden Messungen die Abstandsänderung weniger als 1 % des Abstandes war, ist Proportionalität zwischen der Abstands- und Kapazitätsänderung hinreichend gewährleistet. Proportionalität zwischen Ausschlag und Kapazitäts- bzw. Abstandsänderung ist nicht notwendig, für die Auswertung der Messungen jedoch angenehm. Da im allgemeinen keine

Proportionalität zwischen Ausschlag und Kapazitätsänderung vorhanden ist, muß die „Eichkurve“ vor oder nach jeder Messung aufgenommen werden. Die Eichkurve wurde mit einem, dem Meßkondensator parallelgeschalteten Zylinderkondensator aufgenommen, der gestattete, sehr kleine und konstante, unter sich gleiche Kapazitätsänderungen herzustellen, deren absolute Größe jedoch nicht bekannt zu sein braucht. Der Zylinderkondensator war derselbe, den G. Dietsch¹⁾ verwendet hatte. Je einer Umdrehung der Spindel des Kondensators entsprach eine bestimmte Kapazitätsänderung. Die Eichkurve entsteht dadurch, daß man den Ausschlag des Instruments im Röhrenvoltmeter in Abhängigkeit von der Anzahl der Umdrehungen am Kondensator aufträgt. Die Eichkurve erweist sich also als ein Teilstück der Resonanzkurve des Schwingungskreises, der den Meßkondensator enthält. Durch geeignete Wahl des Plattenabstandes und des „Arbeitspunktes“ auf der Resonanzkurve konnte erreicht werden, daß die Eichkurve eine Gerade wurde, d. h. daß der Ausschlag proportional der Abstandsänderung war.

Die Empfindlichkeit hängt von der Plattengröße und dem Plattenabstand einerseits und der Steilheit der Resonanzkurve und der Empfindlichkeit des Röhrenvoltmeters andererseits ab. Sie war bei der verwendeten Apparatur so groß, daß sie bei weitem nicht ausgenutzt zu werden brauchte. Alle in Frage kommenden Längenänderungen konnten noch bequem gemessen werden.

Die Schaltung geht aus Fig. 2 hervor. Sender und Röhrenvoltmeter sind in ein gemeinsames Aluminiumgehäuse eingebaut und, um äußere kapazitive Einflüsse noch mehr herabzumindern, mit der Gitterbatterie zusammen in ein Zinkgehäuse gestellt. Um das Abwandern von Hochfrequenz auf die Leitungen zu verhindern, wurden in alle fraglichen Leitungen Drosselspulen eingebaut und über große Blockkondensatoren mit der Kathode verbunden. Die Drosseln und Kondensatoren waren unbedingt nötig, da man ohne sie bereits einen Ausschlag am Instrument erzielen konnte, wenn man irgendwelche Metallteile der Apparatur mit der Hand berührte. Alle Schaltstellen wurden außerdem mit Kondensatoren von $10 \mu\text{F}$ überbrückt, ähnlich wie es F. Lichtenberger²⁾ bei seiner Meß-

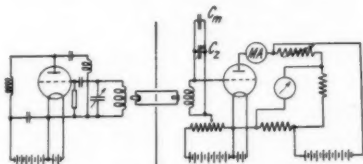


Fig. 2. Schaltbild des Meßgerätes

1) G. Dietsch, a. a. O.

2) F. Lichtenberger, Ann. d. Phys. [5] 15. S. 45. 1932.

anordnung auch getan hat. Die Abwesenheit von äußeren Störeinflüssen wurde dadurch nachgewiesen, daß an Stelle einer Meßprobe ein Kupferdraht eingespannt wurde. Beim Einschalten des Feldes durfte dann am Instrument keinerlei Ausschlag auftreten. Dies war nach Anwendung der oben beschriebenen Vorkehrungen tatsächlich der Fall. Die Wellenlänge des Senders betrug 80—100 m, je nach dem Plattenabstand des Meßkondensators. Die Spannungen für Sender und Röhrenvoltmeter wurden gemeinsamen Batterien entnommen. (In Fig. 2 sind der Übersichtlichkeit wegen getrennte Spannungsquellen gezeichnet). Der Anodenruhestrom des Röhrenvoltmeters wurde durch eine Brückenordnung kompensiert.

Der Einfluß der Gebäudeerschütterungen wurde dadurch vermieden, daß das ganze Gestell, in dem der Probedraht aufgehängt war, in einem kräftigen Holzturm an langen, stark gespannten Gummiseilen aufgehängt wurde, wie es auch verschiedene andere Verff. gemacht hatten. Der Einfluß von Temperaturschwankungen und die Erwärmung durch den Magnetisierungsstrom wurden durch eine in die Magnetisierungsspule eingebaute Wasserkühlung unterbunden. Das Kühlwasser wurde einem Vorratsbehälter entnommen, und floß durch den Kühlmantel in ein zweites, tieferstehendes Gefäß, von dem es wieder mit einer kleinen Pumpe in das erste Gefäß zurückgepumpt wurde. Das Kühlwasser war dadurch immer auf Zimmertemperatur und hatte, da die Höhe des Kühlwasserspiegels konstant war, immer gleiche Durchflußgeschwindigkeit. Diese Art der Kühlung war notwendig, weil das Wasser nicht aus der Wasserleitung entnommen werden konnte, da sich die Temperatur nie auf einen konstanten Wert einstellte und immer momentane Schwankungen vorhanden waren.

Durch alle diese Vorsichtsmaßnahmen ist es gelungen, eine solche Konstanz der Apparatur zu erreichen, daß der Zeiger des Galvanometers mehrere Stunden auf derselben Stelle stehen blieb.

Der Vorteil dieser verwendeten Methode wurde erst dadurch voll ausgenutzt, daß der Ausschlag des Meßinstruments¹⁾ des Röhrenvoltmeters photographisch registriert wurde. Auf diese Weise gelang es, die Aufnahme einer vollständigen Hysteresisschleife, den Vergleich mit der Bezugslängenänderung und die Aufnahme der Eichkurve innerhalb von etwa 2 Min. zu bewerkstelligen. Dadurch fallen sämtliche Fehler weg, die durch einen Temperaturgang oder sonst irgendwelche langsamen Veränderungen der Apparatur entstehen.

1) Als Anzeigeelement diente ein Zeissches Schleifengalvanometer.

Die Längenänderung des Nickelstäbchens, mit der die zu messenden Längenänderungen verglichen wurden, wurde mit der Sättigungsmagnetostriktion eines Nickelstabes von hohem Reinheitsgrad mit 2,5 mm Durchmesser geeicht. Der Stab war 50 cm lang, wovon in der Mitte 10 cm abgegriffen wurden. Dieser Stab wurde als Meßprobe eingespannt und seine Sättigungsmagnetostriktion willkürlich gleich $40 \cdot 10^{-6}$ gesetzt. Die Vergleichslängenänderung ergab sich daraus zu $22,2 \cdot 10^{-5}$ cm. Der Wert $40 \cdot 10^{-6}$ als Sättigungsmagnetostriktion von Nickel wurde deshalb gewählt, weil er sich annähernd als Mittelwert der experimentellen Daten ergibt. Die Vergleichslängenänderung wurde über die Zeit von etwa $\frac{3}{4}$ Jahr mehrere Male kontrolliert, wobei sich ergab, daß der Wert $22,2 \cdot 10^{-5}$ cm stets auf 0,5 % reproduzierbar war. Die Reproduzierbarkeit der Messungen kann also besser als 1 % angenommen werden.

Die Messung der Magnetisierung geschah nach der ballistischen Methode. Der durch das äußere Feld in der Probespule induzierte Spannungsstoß wurde in üblicher Weise kompensiert, so daß direkt $B-H$ gemessen werden konnte.

Die Magnetisierungsspule war in zwei Hälften unterteilt, die wahlweise hintereinander oder parallel geschaltet werden konnten. Parallelschaltet war die Spulenkonstante 134 Oe/Amp., und es konnte ein Feld von maximal 1500 Oe erzeugt werden. Hintereinandergeschaltet erhielt man bei einer Spulenkonstanten von 268 Oe/Amp. ein maximales Feld von 845 Oe. Die Magnetisierungsspule hatte im mittleren Teil einen Bereich von 24 cm Länge, über den die Feldstärke nur um wenige Promille schwankte. Die Proben, deren wirksame Länge im Höchstfall 18,5 cm lang war, sind also genügend homogen magnetisiert gewesen.

Die Zugbelastungen wurden durch Gewichte erzeugt, die über ein leichtes Verlängerungsstück an den Messingrahmen gehängt wurden. Zur Dämpfung der Schwingungen, die beim Wechseln der Belastung immer auftraten, wurden Flügel aus Blech angebracht, die in ein Gefäß mit Wasser tauchten.

Um die Proben auf Druck beanspruchen zu können, wurden sie in ein kleines Messinggestell eingelötet, wie Fig. 3 zeigt. Der Probedraht war dabei 2 cm lang. Das kleine Gestell wurde dann so in die Apparatur eingespannt wie die Proben, die auf Zug beansprucht wurden. Bei Zugbelastung erfuhr der Probedraht dann eine Druckbeanspruchung. Dabei mußte darauf geachtet werden, daß das Probestück in dem kleinen Gestell senkrecht hing und daß die Belastung in Richtung der Achse der Probe wirkte.

War dies nicht der Fall, dann knickte die Probe bereits bei kleinen Belastungen durch.

Da das Dimensionsverhältnis bei der Druckbeanspruchung mit 1:20 sehr ungünstig gewählt werden mußte, wurde auf eine Messung der Magnetisierung verzichtet.

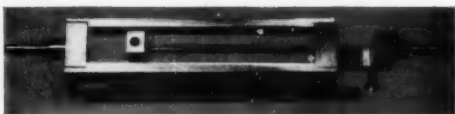


Fig. 3. Anordnung für Druckbelastung

Um Torsionsbeanspruchung zu erzeugen, wurde der Messingrahmen, in dem der Meßkondensator aufgehängt war, durch drei Zwirnsfäden in einer festen Lage gehalten. Fig. 4 zeigt die Anordnung für diesen Fall. Die Bewegung in der Senkrechten war

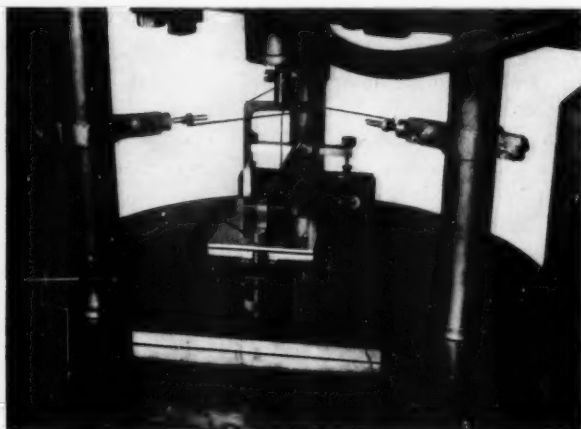


Fig. 4

dadurch für kleine Strecken ungehemmt. Das Verlängerungsstück aus Aluminium, das an seinem oberen Ende mit der zu messenden Probe verschraubt war, wurde dann um einen bestimmten Winkel verdreht — meistens um ganze Vielfache von 360° — und wieder mit dem Messingrahmen fest verschraubt. Die wirksame Länge der Proben war hierbei ebenso wie bei den meisten Messungen unter Zugbelastung 10 cm lang. Der Durchmesser war 1,0 bzw. 0,5 mm. Bei den Messungen

unter Torsionsbeanspruchung mußte sorgfältig darauf geachtet werden, daß sich die Probedrähte beim Tordieren nicht verbogen. Dies war oft der Fall, wodurch die Messung natürlich unbrauchbar wurde. An der Änderung des Abstandes des Meßkondensators konnte eine Verwindung der Probe, deren wirksame Länge sich dadurch verkürzt, sofort bemerkt werden.

Ergebnisse

a) Nickel

1. Zug

Das Nickel (Fa. Heraeus, Hanau), das zu den Untersuchungen zur Verfügung stand, lag in Drahtform mit 1 mm Durchmesser vor, es war im Anlieferungszustand gegläht und mechanisch sehr weich; es hatte als Verunreinigung nur einen Verarbeitungszusatz von 0,05 % Beryllium.

Die Figg. 5—7 zeigen die Abhängigkeit der Magnetostriktion vom äußeren Feld bei drei verschiedenen Zugbelastungen. In Fig. 8 sind die Sättigungswerte der Längsmagnetostriktion als Funktion der Zug-

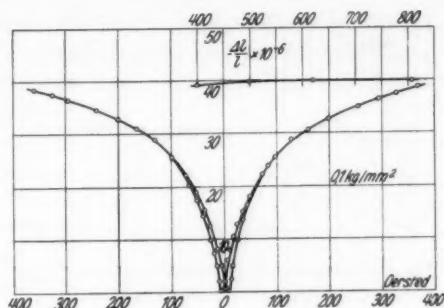


Fig. 5

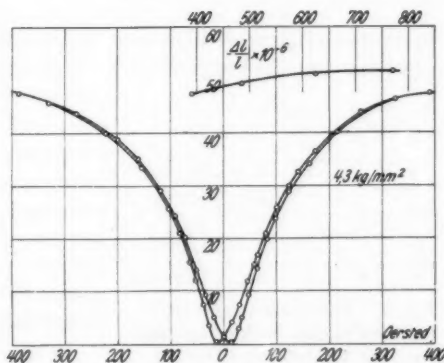


Fig. 6

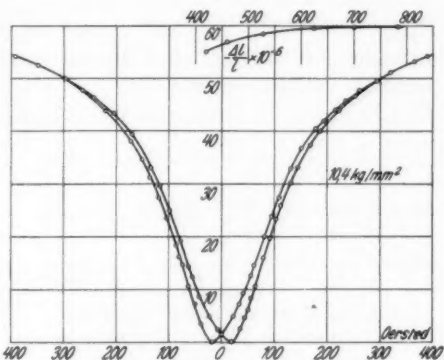


Fig. 7

Magnetostriktion von Nickel
als Funktion des äußeren Feldes

belastung aufgetragen. Als Sättigungswert der Magnetostriktion wurde der Betrag bei einem äußeren Feld von 750 Oe betrachtet. Die Magnetostriktion steigt mit wachsendem Zug an, und erreicht

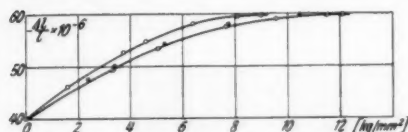


Fig. 8. Sättigungsmagnetostriktion von Nickel in Abhängigkeit von der Zugbelastung (Messungen an 3 verschiedenen Proben desselben Materials)

einen Grenzwert, der 1,5 mal größer ist, als der Betrag der Magnetostriktion ohne Zugbelastung, was durch R. Becker und M. Kersten theoretisch errechnet wurde.

Aus dieser Übereinstimmung der Messungen mit dem theoretisch errechneten Grenzwert darf man wohl schließen, daß das verwendete

Material im Ausgangszustand in hohem Grade isotrop und von inneren Spannungen frei war. Um den Einfluß innerer Spannungen zu studieren, wurden künstlich innere Spannungen in dem Material hervorgerufen. Es wurden aus dem 1 mm starken, geglihten Ausgangsmaterial

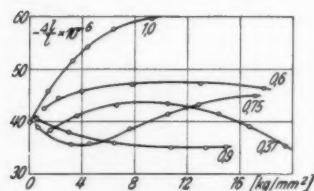


Fig. 9. Sättigungsmagnetostriktion von Nickel in Abhängigkeit von der Zugbelastung bei verschiedenem Ziehdraht

(die Zahlen an den Kurven geben die Durchmesser der Drähte an)

vielmehr der Verlauf der Magnetostriktion mit steigendem Zug ziemlich willkürlich und für jede Probe verschieden ist. Durch die plastischen Verformungen sind innerhalb des Materials Spannungen

entstanden, so daß der äußere Zug nicht mehr ausreicht, die Vektoren der spontanen Magnetisierung in eine Vorzugslage senkrecht zur Zugrichtung zu bringen.

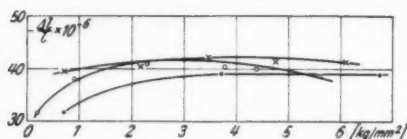


Fig. 10. Magnetostriktion von Nickel in Abhängigkeit von der Zugbelastung (nach Messung anderer Verf.)

○ K. Honda u. S. Shimizu

● C. W. Heaps

× W. Wwedensky u. S. Simanow

entstanden, so daß der äußere Zug nicht mehr ausreicht, die Vektoren der spontanen Magnetisierung in eine Vorzugslage senkrecht zur Zugrichtung zu bringen.

Wenn man die Kurven der Fig. 9 mit denen vergleicht, die K. Honda und S. Shimizu sowie

W. Wwedensky und S. Simanow erhalten haben und die in Fig. 10 dargestellt sind, dann fällt es nicht schwer, das von dem Verlauf der Kurve in Fig. 8 abweichende Verhalten zu erklären. Man darf annehmen, daß das Material der genannten Verff. mit inneren Spannungen behaftet gewesen ist, die den Verlauf der Magnetostriktion mit steigendem Zug stark beeinflussen. Daß die Verff. die Werte bei einem äußeren Feld von etwa 260 Oe aufgezeichnet haben, ändert die Verhältnisse kaum, denn das Nickel ist bei dieser Feldstärke bereits weitgehend gesättigt.

Da das geglühte Nickel im Anlieferungszustand die Beziehung von R. Becker und M. Kersten $\lambda_z = \frac{3}{2} \lambda_0$ sehr gut erfüllt, war es interessant, das von C. W. Heaps experimentell gefundene Gesetz $\lambda = cJ^2$ bei diesem Material zu prüfen.

Das Ergebnis ist in Fig. 12 dargestellt. Es wurde an derselben Probe sowohl die Magnetisierung als auch die Magnetostriktion gemessen. Die zugehörigen Kurven zeigen die Figg. 11 und 5—7. Bei den beiden kleineren Zügen gilt das J^2 -Gesetz nur in dem Gebiet größerer Magnetisierungsintensitäten, wo nur noch Drehprozesse auftreten. Bei schwächeren Magnetisierungsintensitäten tritt eine Hysterisis auf, ganz ähnlich wie

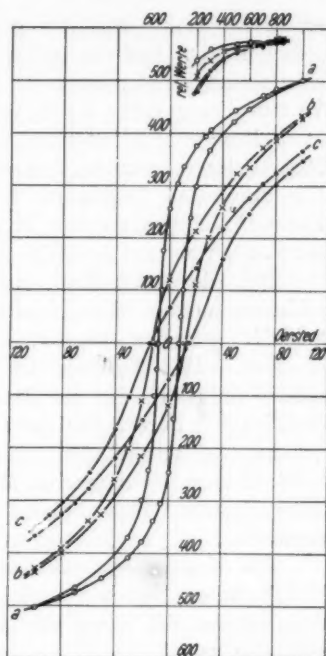


Fig. 11. Magnetisierungskurven von Nickel a) 0,1 kg/mm², b) 4,3 kg/mm², c) 10,4 kg/mm²

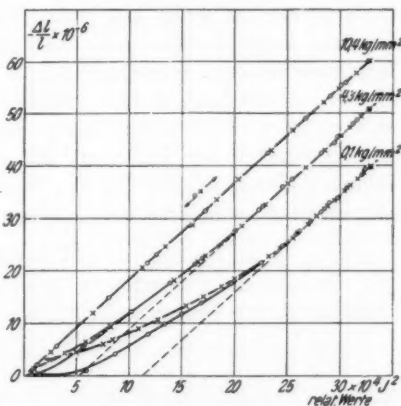


Fig. 12. Abhängigkeit der Magnetostriktion vom Quadrat der Magnetisierungsintensität

es E. Englert¹⁾ bei der ferromagnetischen Widerstandsänderung gefunden hat. Für den größten angewandten Zug ist die erhaltene Kurve eine Gerade, die exakt durch den Nullpunkt geht. Aus dem Verlauf dieser Kurve ist zu schließen, daß bei dem hohen Zug nur noch Drehprozesse stattfinden, und andererseits, daß sämtliche Magnetisierungsvektoren senkrecht zur Zug- und Feldrichtung stehen. Die erhaltenen Ergebnisse können als Bestätigung des Gesetzes $\lambda = c(J^2 - J_0^2)$ angesehen werden, das für die magnetische Widerstandsänderung gut bestätigt ist²⁾.

Bei der Aufnahme zahlreicher Magnetostruktionshysteresisschleifen konnten niemals positive Magnetostruktionswerte längs der Schleife gefunden werden, die verschiedene Verf. festzustellen glaubten. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem von S. R. Williams³⁾, der die Ansicht vertritt, daß „positive“ Magnetostruktion bei Nickel nur dann auftritt, wenn vor der Messung ungenügend entmagnetisiert wurde. Ähnlich konnte bei den später beschriebenen Messungen an Material mit positiver Magnetostruktion keine „negative“ Magnetostruktion festgestellt werden, wie M. Kersten⁴⁾ vermutet.

Auf eine interessante Erscheinung bei der Magnetisierung von Nickel unter Zug sei noch hingewiesen, die die mechanischen Spannungen, die durch die Magnetostruktion entstehen, sehr anschaulich zeigt.

Bei dem sehr reinen und weichen Nickel lag die Fließgrenze sehr niedrig. Bereits bei Zügen von etwa 10–12 kg/mm² floß das Material schon sehr stark, stellte sich nach einigen Stunden aber dann wieder auf einen konstanten Wert ein. Wurde nun das Feld langsam eingeschaltet, dann verkürzte sich die Probe durch die Magnetostruktion. Gleichzeitig fing das Material wieder an zu fließen, so daß längere Zeit gewartet werden mußte, bis die Probe aufs neue eine konstante Länge erreicht hatte. Derselbe Effekt konnte erzeugt werden, wenn der gespannte Draht einen kleinen Impuls dadurch erhielt, daß das Nickelstäbchen, das die Vergleichslängenänderung lieferte, magnetisiert wurde.

2. Druck

Da sich die Magnetisierungsvektoren bei Nickel mit steigender Druckbelastung immer mehr in die Druckrichtung einstellen, und

1) E. Englert, Ann. d. Phys. [5] 14. S. 589. 1932.

2) E. Englert, a. a. O.; W. Gerlach, Ann. d. Phys. [5] 8. S. 649. 1931; K. Schneiderhan, Ann. d. Phys. [5] 11. S. 385. 1931.

3) S. R. Williams, Phys. Rev. 41. S. 251. 1931.

4) M. Kersten, Ztschr. f. Phys. 72. S. 500. 1931.

dadurch bei der Magnetisierung in der Druckrichtung die Drehprozesse immer mehr verschwinden, ist zu erwarten, daß die Magnetostriktion mit steigendem Druck immer mehr abnimmt und schließlich den Wert Null erreicht, wenn alle Magnetisierungsvektoren in der Feldrichtung stehen.

In den folgenden Messungen sollte diese Tatsache experimentell nachgewiesen werden. Fig. 13 zeigt bei drei verschiedenen Druckbelastungen die jungfräulichen Kurven der Magnetostriktion als Funktion des äußeren Feldes. Da das Dimensionsverhältnis mit 1:20 sehr ungünstig war, wurde die Feldstärke bis auf 1500 Oe gesteigert, um sichere Sättigung der Proben zu erreichen.

Die Sättigungswerte der Längsmagnetostriktion in Abhängigkeit von der Druckbelastung zeigt Fig. 14. Es wurde an verschiedenen Proben desselben Materials gemessen und wie aus Fig. 14 ersichtlich ist, ergeben alle Messungen mit großer Genauigkeit die gleiche Kurve. Der Wert Null der Magnetostriktion wurde nicht erreicht, da die Druckbelastung nicht genügend gesteigert werden konnte. Das Absinken der Magnetostriktion ist jedoch sehr stark.

3. Torsion

Wird ein Nickeldraht auf Torsion beansprucht, dann ist zu erwarten, daß sich die Magnetisierungsvektoren so einstellen, daß sie auf Schraubenlinien liegen, deren Achse mit der Drahtachse zusammenfällt. Die Sättigungsmagnetostriktion bei steigender Torsionsbeanspruchung muß schließlich einem Endwert zustreben, wenn alle Magnetisierungsvektoren in die entsprechende Vorzugs-lage gebracht sind. Zu den Messungen wurde

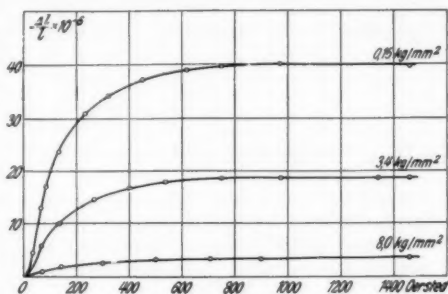


Fig. 13. Magnetostriktion von Nickel bei verschiedener Druckbelastung

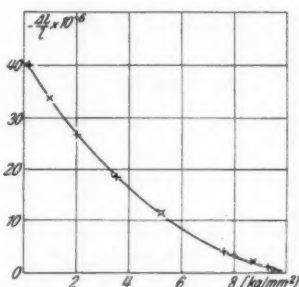


Fig. 14. Sättigungswerte der Magnetostriktion von Nickel in Abhängigkeit von der Druckbelastung (Messungen an drei verschiedenen Proben desselben Materials)

wieder der Nickeldraht von 1 mm Durchmesser im Anlieferungszustand benützt. Die Länge der Proben war 10 cm, die höchste Feldstärke 750 Oe, da sich gezeigt hatte, daß die Proben bei dieser Feldstärke bereits gesättigt waren.

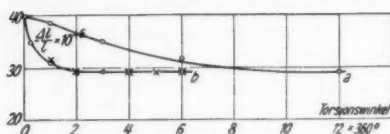


Fig. 15. Sättigungsmagnetostraktion von Nickel in Abhängigkeit vom Torsionswinkel.

Kurve b, Draht von 1 mm Durchmesser im Anlieferungszustand; Kurve a, Draht von 0,5 mm Durchmesser, gegläht (Kurve b Messungen an 2 verschiedenen Proben desselben Materials)

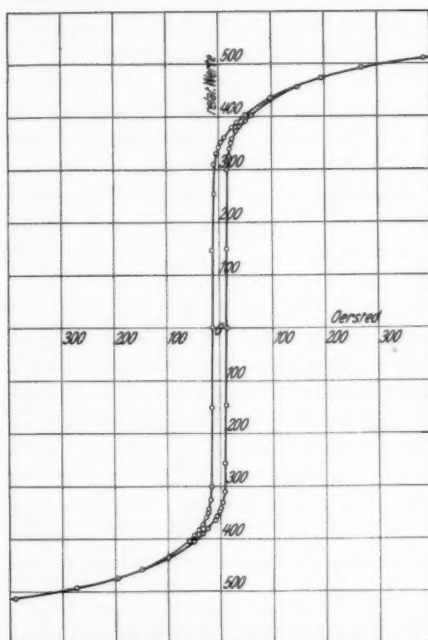


Fig. 16. Magnetisierungskurve von Nickel bei Torsion. Probendurchmesser 1 mm, Torsionswinkel $6 \times 360^\circ$

stung wurde durch Zusatzgewichte so eingestellt, daß sie für beide Proben gleich groß war, sie betrug etwa $0,4 \text{ kg/mm}^2$. Die Messungen

Das Ergebnis der Messungen ist in Fig. 15 dargestellt. Aus der Kurve b ist zu sehen, daß die Sättigungsmagnetostraktion mit steigendem Torsionswinkel abnimmt und einem Grenzwert zustrebt. Das Verhältnis von Endwert zu Anfangswert ist 0,72. Dieselbe Messung wurde an einem 0,5 mm starken Nickeldraht ausgeführt. Der Draht wurde 3 Std. bei 700° im Vakuum gegläht und langsam abgekühlt. Um dieselben Torsionsspannungen zu erzeugen, mußte der Draht wegen des kleineren Durchmessers um größere Winkel verdreht werden. Der Verlauf der Sättigungsmagnetostraktion, den ebenfalls Fig. 15 zeigt, ist nicht genau derselbe wie bei dem 1 mm starken Draht, der Endwert, dem die Kurve zustrebt, ist jedoch der gleiche. Die durch das Gewicht der Halterung und des Meß-

kondensators vorgegebene, unvermeidliche Zugbelastung wurde durch Zusatzgewichte so eingestellt, daß sie für beide Proben gleich groß war, sie betrug etwa $0,4 \text{ kg/mm}^2$. Die Messungen

wurden noch an einigen anderen Proben ausgeführt, die als Verhältnis von End- zu Anfangswert immer etwa den Betrag 0,72—0,73 ergaben.

Wie bei Nickel unter Zugbelastung, wurde auch bei Torsion versucht, das J^2 -Gesetz zu bestätigen. An derselben Probe wurde sowohl die Magnetostriktion als auch die Magnetisierung gemessen.

Das Ergebnis der Messungen ist in Fig. 17 dargestellt. Fig. 16 zeigt die zu Kurve *b* (Fig. 17) gehörige Magnetisierungskurve. Wie zu erwarten ist, verschwinden die Umklappprozesse bei Torsionsbelastung nicht vollständig, was die Kurve *b* von Fig. 17 deutlich zeigt, da in dem Gebiet kleiner Magnetisierungsintensitäten Hysteresis auftritt. Im Gebiet größerer Magnetisierungsintensitäten verläuft die Kurve ziemlich genau geradlinig, was den Schluß zuläßt, daß nur noch Drehprozesse stattfinden.

Für größere Magnetisierungsintensitäten können die Messungen auch bei Torsionsbeanspruchung als Bestätigung des J^2 -Gesetzes angesehen werden.

b) Nickel-Eisen-Legierungen

Dieselben Untersuchungen wie an Nickel wurden an zwei Nickel-Eisen-Legierungen mit positiver Magnetostriktion durchgeführt. Das Material lag wieder in Drahtform von 1 mm Durchmesser vor. Die eine Legierung enthielt 15% Nickel, die andere 50% Nickel. Der Rest war bei beiden Eisen (+ 0,5% Mangan). Im folgenden seien die beiden Legierungen mit NiFe 1585 und NiFe 5050 bezeichnet.

Da das Vorzeichen der Magnetostriktion bei den verwendeten Legierungen umgekehrt wie bei Nickel ist, stellen sich die Magnetisierungsvektoren bei mechanischen Belastungen gerade entgegengesetzt wie bei Nickel ein. Die Magnetostriktion wird sich also bei mechanischen Belastungen auch gerade umgekehrt wie bei

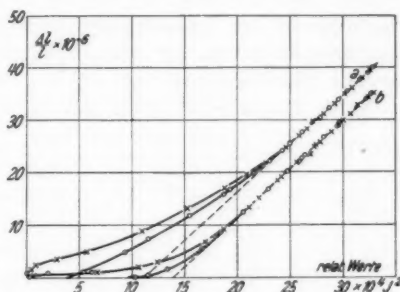


Fig. 17. Abhängigkeit der Längsmagnetostriktion von Nickel vom Quadrat der Magnetisierungsintensität.

Kurve *a*: unverspanntes Material,

Kurve *b*: tordiertes Material,
Torsionswinkel $6 \times 360^\circ$.

Probendurchmesser 1 mm

Nickel verhalten. Die folgenden Messungen sollten dazu dienen, diese Verhältnisse experimentell zu untersuchen.

1. Zug

Die Untersuchungen bei Zugbelastung wurden an beiden Legierungen durchgeführt. Da sich bei Zugbelastung die Magnetisierungsvektoren in die Richtung des Zuges einstellen, muß schließlich ein Zustand eintreten, wo die Ummagnetisierung in einem einzigen, großen Barkhausensprung erfolgt, wenn die Probe in der Zugrichtung magnetisiert wird. Im Idealfall müßte die Hysteresisurve eine Rechteckschleife sein. Fig. 18 zeigt die Magnetisierungskurven des verwendeten Materials bei verschiedenen Zugbelastungen. Die Kurven wurden an Drähten gewonnen, die 0,3 mm Durchmesser hatten und aus dem 1 mm starken Ausgangsmaterial

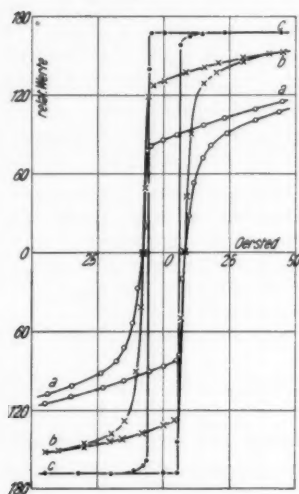


Fig. 18. Magnetisierungskurven von NiFe 1585 bei verschiedenen Zugbelastungen.

a) 4,8 kg/mm², b) 57,2 kg/mm²,
c) 111,6 kg/mm²

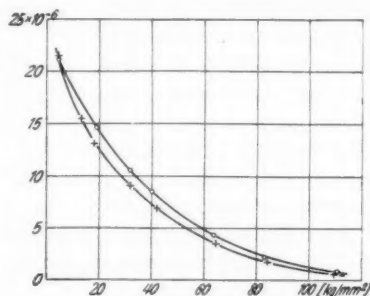


Fig. 19. Abhängigkeit der Sättigungsmagnetostraktion von der Zugbelastung an NiFe 1585 von 0,3 mm Durchmesser (Messungen an 2 verschiedenen Proben desselben Materials)

ohne Zwischenglühtung gezogen waren. Sie wurden in ungeglühtem Zustand gemessen. Exakte Rechteckschleifen konnten nicht erhalten werden. Meistens erfolgte die Ummagnetisierung in zwei großen Teilsprüngen. Die Remanenz ist aber sehr nahe gleich der Sättigung und daraus kann geschlossen werden, daß fast alle Magnetisierungsvektoren in einer Vorzugslage in Richtung des Zuges und des äußeren Feldes stehen.

Den Verlauf der Sättigungsmagnetostraktion mit steigendem Zug zeigt Fig. 19. Wie bei Nickel unter Druckbelastung fällt die

Magnetostriktion mit steigender Zugbelastung ab. Wenn keine Drehprozesse mehr erfolgen, sondern die Magnetisierung nur noch durch Umlappprozesse erfolgt, müßte die Magnetostriktion den Wert Null erreichen. Im vorliegenden Fall konnte dieser Zustand nicht erreicht werden; immerhin ist das Absinken der Magnetostriktion sehr ausgeprägt.

Die Magnetostriktionshysteresisschleifen sind in Fig. 20 dargestellt. Der Charakter der Schleifen ist bis auf das entgegen-

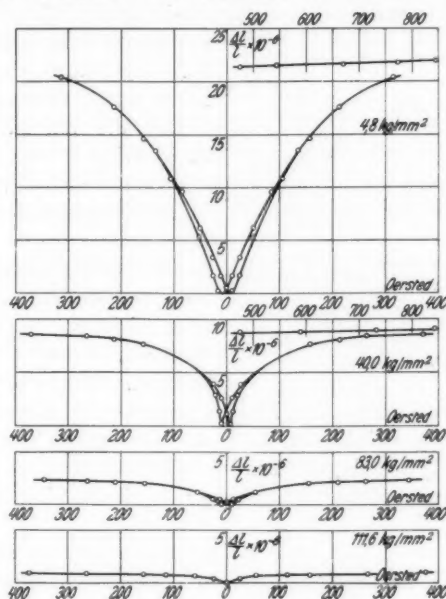


Fig. 20. Längsmagnetostriktion von NiFe 1585 bei verschiedenen Zugbelastungen

gesetzte Vorzeichen genau derselbe wie bei Nickel (vgl. Figg. 5—7). Ganz ähnliche Kurven sind für die magnetische Widerstandsänderung von E. Englert¹⁾ gemessen worden. Die Kurven der Fig. 20 zeigen deutlich, wie die von den Hysteresisschleifen eingeschlossene Fläche mit steigendem Zug abnimmt und bei dem höchsten Zug verschwindet; d. h. die Magnetostriktion zeigt keine Hysterisis mehr. Während die entsprechenden Kurven bei Nickel Sättigung zeigen, ist bei der vorliegenden Legierung ein deutlicher, linearer Anstieg bei hohen Feldern vorhanden.

1) E. Englert, a. a. O.

Interessant ist, daß, während sich auf dem rückläufigen Ast der Magnetisierungskurve beim Zug $111,6 \text{ kg/mm}^2$ (Kurve *c*, Fig. 18) die Magnetisierung um weniger als $0,2\%$ ändert, noch eine Magnetostriktion auftritt, die etwa 4% der Sättigungsmagnetostriktion des unbelasteten Materials beträgt.

Die Zugabhängigkeit der Magnetostriktion bei der Legierung NiFe 5050 zeigt Fig. 21. Das Material wurde aus dem Anlieferungszustand von 2 mm Durchmesser auf 0,91 mm Durchmesser gezogen und ungeglüht gemessen. Schon bei kleinen Zügen sinkt die

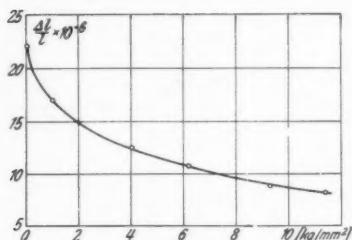


Fig. 21. Zugabhängigkeit der Sättigungsmagnetostriktion von NiFe 5050

Sättigungsmagnetostriktion stark ab. Ein ähnliches Verhalten zeigte eine Legierung mit 45% Nickel, die von K. Honda und S. Shimizu¹⁾ untersucht wurde.

An einer Probe von NiFe 1585 im Anlieferungszustand mit 1 mm Durchmesser wurde bei verschiedenen Zugbelastungen sowohl die Magnetostriktion als auch die Magnetisierung gemessen und versucht, das J^2 -Gesetz zu bestätigen. Es ergab sich ein un-

übersichtlicher Verlauf der Magnetostriktion in Abhängigkeit vom Quadrat der Magnetisierung, wobei auch bei hohen Magnetisierungsintensitäten Hysteresis auftrat. Auch an Drähten von anderen Durchmessern desselben Materials war das Gesetz nicht zu bestätigen.

2. Druck

Bei einem Material mit positiver Magnetostriktion stellen sich die Magnetisierungsvektoren unter Druckbelastung senkrecht zur Druckrichtung ein. Es ist deshalb zu erwarten, daß die Magnetostriktion mit wachsender Druckbelastung ansteigt. Da bei der sehr harten Legierung NiFe 1585 erst bei sehr hohen Druckbelastungen ein merklicher Einfluß auf die Magnetostriktion zu erwarten war, wurden die Messungen an der Legierung NiFe 5050 durchgeführt. Die Proben waren wieder 2 cm lang und hatten einen Durchmesser von 0,91 mm.

Fig. 22 zeigt die Sättigungswerte der Magnetostriktion in Abhängigkeit von der Druckbelastung. Wegen des ungünstigen Dimensionsverhältnisses wurde die äußere Feldstärke bis auf

1) K. Honda u. S. Shimizu, a. a. O.

1500 Oe gesteigert. Es ist deutlich zu sehen, daß die Magnetostraktion mit steigendem Druck ansteigt, ganz ähnlich wie bei Nickel unter Zugbelastung.

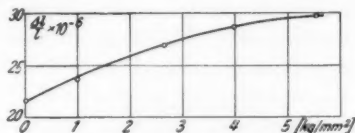


Fig. 22. Druckabhängigkeit der Sättigungsmagnetostraktion von NiFe 5050

3. Torsion

Bei Torsionsbeanspruchung eines Materials mit positiver Magnetostraktion werden sich die Magnetisierungsvektoren ebenfalls wie bei einem Material mit negativer Magnetostraktion schraubenartig einstellen, nur ist zu erwarten, daß der Sinn der Schrauben entgegengesetzt ist.

Die Torsionsabhängigkeit wurde an der Legierung NiFe 1585 gemessen. Die Proben hatten einen Durchmesser von 0,5 mm und waren 10 cm lang.

In Fig. 23 ist die Abhängigkeit der Sättigungswerte der Magnetostraktion vom Torsionswinkel aufgetragen. Die Torsionswinkel waren

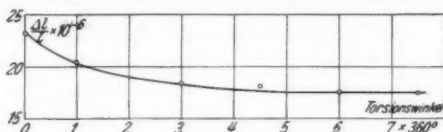


Fig. 23. Abhängigkeit der Sättigungsmagnetostraktion vom Torsionswinkel an NiFe 1585

wieder Vielfache von 360° . Aus der Kurve ist zu sehen, daß die Magnetostraktion absinkt und einen Endwert erreicht, dessen Verhältnis zum Anfangswert 0,75 beträgt. Das Ergebnis stimmt gut mit dem entsprechenden Wert bei Nickel überein.

Diskussion

Die Ergebnisse an Nickel sind einheitlich zu deuten unter der Annahme, daß, analog wie bei der magnetischen Widerstandsänderung, die Magnetostraktion quadratisch abhängt vom Kosinus des Winkels, den die Magnetisierungsvektoren mit der Feldrichtung bilden¹⁾. Die Magnetostraktion ergibt sich dann als Differenz der

1) Vgl. M. Kersten, Ztschr. f. Phys. 72. S. 500. 1931.

Quadrate der Kosinusse der Winkel, die der Magnetisierungsvektor nach und vor der Magnetisierung mit der Feldrichtung bildet.

Bei Nickel unter starkem Zug stehen im unmagnetischen Zustand alle Magnetisierungsvektoren senkrecht zur Feldrichtung. Es ergibt sich dafür $\cos^2 \varphi = 0$. Bei magnetischer Sättigung stehen alle Magnetisierungsvektoren parallel zur Feldrichtung, dann ist $\cos^2 \varphi_s = 1$. Die Magnetostriktion ist also $\cos^2 \varphi_s - \cos^2 \varphi = 1$.

Bei einem unverspannten, weichen Nickel ist, wenn isotrope Verteilung der Magnetisierungsvektoren über die Einheitskugel vorausgesetzt wird, $\overline{\cos^2 \varphi_{is}} = \frac{1}{3}$. Bei der Magnetisierung ergibt sich dann für die Magnetostriktion $\overline{\cos^2 \varphi_s} - \overline{\cos^2 \varphi_{is}} = \frac{2}{3}$.

Aus diesen beiden Ergebnissen folgt, daß die Sättigungsmagnetostriktion von Nickel unter Zug $\frac{3}{2}$ mal so groß ist wie ohne Zugbelastung.

Bei Torsionsbeanspruchung erhält man, wenn vorausgesetzt wird, daß sich die Magnetisierungsvektoren unter einem Winkel von 45° zur Torsionsachse einstellen, $\overline{\cos^2 \varphi_t} = \frac{1}{2}$. Für die Magnetostriktion erhält man dann $\overline{\cos^2 \varphi_s} - \overline{\cos^2 \varphi_t} = \frac{1}{2}$, d. h. die Magnetostriktion ist bei Torsion halb so groß wie bei Zugbelastung. Wenn auf Nickel mit isotroper Verteilung bezogen wird, dann ergibt sich für die Magnetostriktion

$$\frac{\overline{\cos^2 \varphi_s} - \overline{\cos^2 \varphi_t}}{\overline{\cos^2 \varphi_s} - \overline{\cos^2 \varphi_{is}}} = \frac{3}{4}.$$

Bei Torsionsbelastung sinkt also die Magnetostriktion auf drei Viertel des Anfangswertes.

Da bei Nickel unter Druckbelastung die Drehprozesse verschwinden und die Magnetisierung im Grenzfall nur noch durch Umklappprozesse erfolgt, muß die Magnetostriktion gleich Null werden, da $\overline{\cos^2 \varphi_s} - \overline{\cos^2 \varphi_d} = 0$ ist.

Die Übereinstimmung der Messungen bei Nickel mit diesen Ergebnissen ist bei Zug- und Druckbelastung als gut zu bezeichnen. Die Tatsache, daß als Verhältnis von End- zu Anfangswert der Magnetostriktion bei Torsionsbelastung 0,72 anstatt 0,75 erhalten wurde, kann durch unvollständige Ausrichtung der Magnetisierungsvektoren, oder durch die unvermeidliche Zugkomponente erklärt werden.

Dieselben Überlegungen gelten natürlich auch für Materialien mit positiver Magnetostriktion, wenn magnetische Isotropie vorhanden ist. Das Verhalten bei Zug und Druck ist dann gerade umgekehrt wie bei Nickel. Da die Magnetostriktion unabhängig davon ist, ob die Magnetisierungsvektoren unter einem Winkel von 45° oder

180° + 45° zur Feldrichtung stehen, ist für Torsion dasselbe Ergebnis wie bei Nickel zu erwarten, was durch die Versuche bestätigt wurde. Daß bei Zug- und Druckbeanspruchung die quantitative Übereinstimmung der Messungen mit den errechneten Werten weniger gut ist, kann zum Teil dadurch erklärt werden, daß die verwendeten Legierungen sehr hart waren.

Zusammenfassung

Mit einer neuen Vergleichsmethode wird die Längsmagnetostriktion bei Zug-, Druck- und Torsionsbeanspruchung gemessen. Die Messungen werden an Nickel + 0,05% Beryllium und zwei Nickel-Eisen-Legierungen mit 15 und 50% Nickelgehalt ausgeführt.

An Nickel wird die von R. Becker und M. Kersten gemachte theoretische Aussage bestätigt, daß die Magnetostriktion bei Zugbelastung $\frac{3}{2}$ mal so groß ist, wie ohne Zug.

Unter Druckbelastung sinkt die Magnetostriktion fast auf Null ab.

Bei Torsionsbelastung sinkt die Magnetostriktion auf 0,72 des Anfangswertes ab.

Das Gesetz $\lambda = c(J^2 - J_0^2)$ wird für drei verschiedene Zugbelastungen sowie für Torsionsbelastung an Nickel nachgeprüft und bestätigt.

An zwei Nickel-Eisen-Legierungen mit positiver Magnetostriktion werden dieselben Messungen durchgeführt. Das Verhalten bei Zug und Druck ist entgegengesetzt wie bei Nickel. Bei Torsion sinkt die Magnetostriktion auf einen Betrag ab, der das 0,75fache des Wertes ohne Torsionsbelastung ist.

Durch einfache Überlegungen wird gezeigt, daß die gemessenen Werte bei Nickel auch theoretisch zu erwarten sind.

Herrn Staatsrat Prof. Dr. Esau danke ich für das große Interesse, das er meiner Arbeit entgegengebracht hat, Herrn Dr. E. Ahrens für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für viele Ratschläge.

Jena, Technisch-Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1935.

(Eingegangen 21. Mai 1936)

**Die Temperaturabhängigkeit
des Absorptionskoeffizienten von Ultraschall
in Flüssigkeiten**

Von Christian Sörensen

(Mit 6 Figuren)

Nachdem sich gezeigt hatte¹⁾, daß die Absorption des Ultraschalles bei verschiedenen Frequenzen in Flüssigkeiten nicht so verläuft, wie nach der klassischen Theorie von Stokes und Kirchhoff zu erwarten war, schien es notwendig, die Absorption in Abhängigkeit von der Temperatur zu untersuchen.

Die Versuche wurden mit derselben Anordnung wie die frühere Arbeit (a. a. O.) ausgeführt. Die Ultraschallintensität wurde wieder durch Messen des Schallstrahlungsdruckes mittels der Waage bestimmt. Bei längeren Versuchsreihen befriedigt diese Methode nicht, da bekanntlich der Schallstrahlungsdruck periodisch mit der halben Wellenlänge des Ultraschalles in der Flüssigkeit schwankt und er deshalb stets an verschiedenen Punkten gemessen werden muß, um einen ausreichend genauen Mittelwert zu liefern. Für zukünftige Messungen soll aus dem Grunde eine Anordnung entwickelt werden, die den Wechseldruck in der Ultraschallwelle mißt. Dieser bedingt ein Schwanken der Dielektrizitätskonstanten der Flüssigkeit und damit Kapazitätsschwankungen von seitlich angebrachten Kondensatoren. Die Kapazitätsschwankungen werden durch eine Überlagerungs- oder Resonanzmethode meßbar gemacht. Die Anordnung hat vor allem — wie die optischen Methoden — den Vorteil, daß sie die Ausbreitung des Ultraschallstrahles nicht stört.

Um festzustellen, ob die Absorption von den Dimensionen des Glaszylinders abhängig ist, wurde gegenüber den ersten Messungen ein Zylinder von größerem Durchmesser und größerer Wandstärke benutzt. Innerhalb der Fehlergrenze ergaben die Messungen Übereinstimmung mit den früheren.

Untersucht wurde die Temperaturabhängigkeit bei den Frequenzen 530 und 950 kHz. Figg. 1—6 zeigen die Ergebnisse. Die Kurve III stellt jeweils den nach der klassischen Theorie berechneten Wert für die Temperaturabhängigkeit dar. Für Xylol

1) Chr. Sörensen, Ann. d. Phys. [5] 26. S. 121. 1936.

konnte sie nicht bestimmt werden, da die Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit nicht bekannt ist. Der Berechnung der Absorption der anderen Flüssigkeiten liegen die Geschwindigkeitswerte von Freyer, Hubbard und Andrews¹⁾ zugrunde.

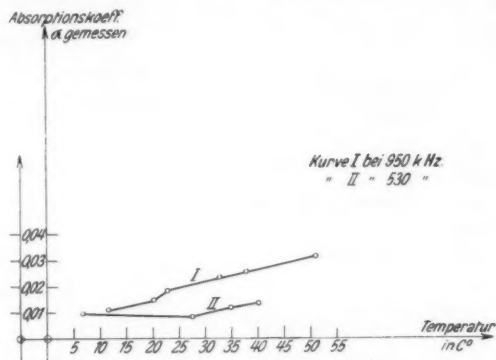


Fig. 1. Absorptionskoeffizient von Ultraschall in Xylol als Funktion der Temperatur

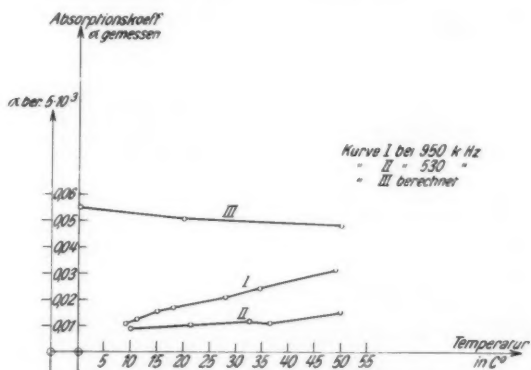


Fig. 2. Absorptionskoeffizient von Ultraschall in Toluol als Funktion der Temperatur

Für etwa 950 kHz konnte die Kurve nicht berechnet werden, da bei dieser Frequenz die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Temperatur ebenfalls nicht gemessen ist.

1) E. B. Freyer, J. C. Hubbard u. D. H. Andrews, Journ. Amer. Chem. Soc. 51. S. 759—770. 1929.

Es zeigt sich, daß bei den meisten untersuchten Flüssigkeiten die Absorption mit steigender Temperatur anwächst, und zwar im

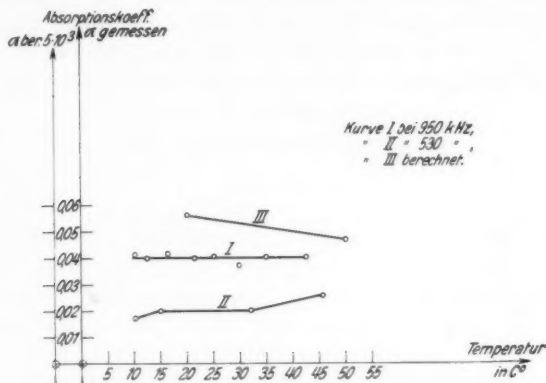


Fig. 3. Absorptionskoeffizient von Ultraschall in Benzol als Funktion der Temperatur

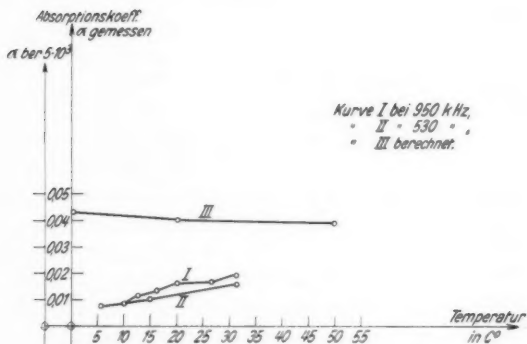


Fig. 4. Absorptionskoeffizient von Ultraschall in Aceton als Funktion der Temperatur

allgemeinen bei 950 kHz stärker als bei 530 kHz. Benzol macht eine Ausnahme. Bei 950 kHz wurde keine Abhängigkeit von der Temperatur gefunden, wogegen die Absorption bei 530 kHz nach höheren Temperaturen zunimmt. In Wasser nimmt die Absorption mit wachsender Temperatur ab, jedoch nicht so stark, wie nach der klassischen Theorie zu erwarten war.

Die durch die Temperaturvariation bedingte Änderung der Viskosität und der Dichte der Flüssigkeiten kann also die in dem untersuchten Frequenzgebiet im allgemeinen ansteigende Absorption

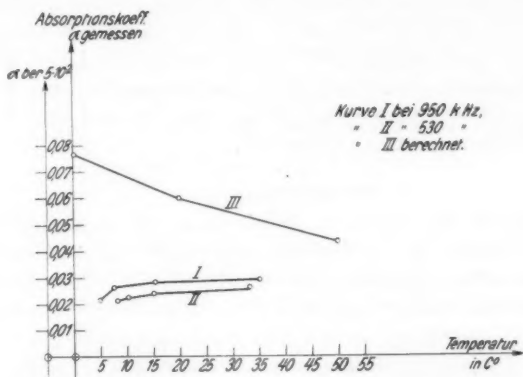


Fig. 5. Absorptionskoeffizient von Ultraschall in Alkohol als Funktion der Temperatur

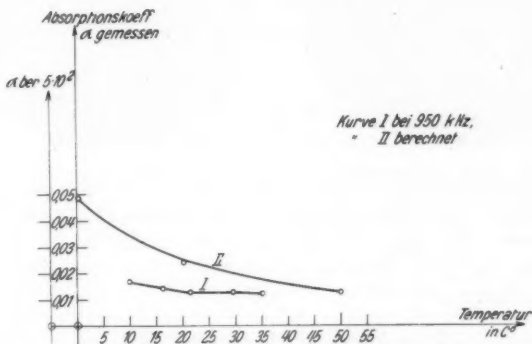


Fig. 6. Absorptionskoeffizient von Ultraschall in Wasser als Funktion der Temperatur

nicht erklären. Diese Messungen, wie auch die früheren (a. a. O.), deuten auf eine molekulare Absorption hin.

Zur endgültigen Klärung der Erscheinungen ist es erforderlich, das Temperaturintervall zu erweitern. Dieses ist ohne weiteres möglich, da nicht, wie ursprünglich angenommen wurde, bei höherer Temperatur (jedenfalls nicht bei den leichtflüchtigen Stoffen) die

Bläschenbildung schon bei geringerer Ultraschallintensität einsetzt. Weiterhin muß die Temperaturabhängigkeit der Absorption bei noch mehr Frequenzen untersucht werden. Bazulin¹⁾, der die Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten in dem Frequenzbereich von etwa 6450—11500 kHz untersucht hat, erwähnt, daß er ebenfalls Versuche zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Absorption eingeleitet hat. Bei einer vorläufigen Messung an CCl_4 hat er bei einer Temperaturerhöhung von 20 auf 50° C keine merkliche Änderung von α festgestellt.

Zusammenfassung

Mit der in der früheren Arbeit (a. a. O.) angegebenen Meßanordnung wurde die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von Ultraschall in den Flüssigkeiten Aceton, Alkohol, Benzol, Toluol, Wasser und Xylol bei den Frequenzen von 530 und 950 kHz untersucht. Weiterhin wurde α für dasselbe Temperaturintervall nach der klassischen Theorie von Kirchhoff und Stokes für die Frequenz von 500 kHz berechnet.

Bei Aceton, Alkohol, Toluol und Xylol nimmt α für beide Frequenzen mit wachsender Temperatur zu. In Benzol ist der Ultraschallabsorptionskoeffizient bei 950 kHz unabhängig von der Temperatur, während er bei 530 kHz ansteigt. Für Wasser nimmt α mit steigender Temperatur ab, jedoch nicht so stark, wie nach der klassischen Theorie zu erwarten war.

Eine neue Methode zur Messung der Ultraschallintensität bis zu einer Frequenz von etwa $1 \cdot 10^6$ Hz wird angedeutet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für die Gewährung eines Forschungsstipendiums zu großem Dank verpflichtet. Ferner danke ich dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. Fr. Krüger für sein förderndes Interesse, das er meiner Arbeit entgegenbrachte.

1) P. Bazulin, Phys. Ztschr. d. Sowjetunion 8. S. 354—358. 1935.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 3. Mai 1936)

**Über das primäre und sekundäre Bild
im Elektronenmikroskop¹⁾**

II. Strukturuntersuchung mittels Elektronenbeugung

Von H. Boersch

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG)

(Mit 5 Figuren)

Bei einer mit schnellen Elektronen durchstrahlten und im Elektronenmikroskop abgebildeten Folie kann man über die Kristallanordnung (Form und geometrische Lage) Aufschluß gewinnen, indem



Fig. 1. Elektronenmikroskopische Dunkelfeldaufnahme einer Goldfolie (vgl. auch Fig. 5) mit schnellen Elektronen bei verschiedenen Ausblendungen im (200)-Ringe. Durchmesser des (200)-Ringes etwa 4 mm, Durchmesser der Blende 1 mm. $V_{\text{magn.}} = 14$. $V_{\text{ges.}} = 60$

man Ausblendungen im Beugungsbild vornimmt. Fig. 1 zeigt zwei nach dieser Methode²⁾ hergestellte elektronenmikroskopische Abbildungen³⁾ einer Goldfolie, bei denen zwei verschiedene Bezirke des (200)-Ringes das Bild der Folie erzeugten. Die hellen Flecken, die jeweils nur in einer der beiden Aufnahmen vorkommen, sind Einkristalle oder Kristallaggregate mit Vorzugsrichtung. Sie sind so orientiert, daß sie nach der Braggschen Beziehung in die Blendenöffnung des Schirms im Beugungsbild reflektieren.

1) Teil I: H. Boersch, Ann. d. Phys. [5] **26**. S. 631. 1936.

2) Vgl. Teil I.

3) Diese Innenaufnahmen wurden mit der im folgenden angegebenen Filmkassette erhalten, die an die früher beschriebene Apparatur angeschlossen wurde.

Während diese Methode Aussagen über die Form und die geometrische Lage einzelner Kristalle macht, wollen wir jetzt eine entsprechende Methode behandeln, die die kristallographische Orientierung einzelner Bezirke der Folie zu bestimmen gestattet¹⁾.

1. Methode und Anordnung

Mittels der Linse L_1 (vgl. Fig. 2) wird auf dem Schirm S_1 ein elektronenmikroskopisches Bild der Folie F entworfen. In der Bildebene der Elektronenquelle K entsteht dann das Elektronenbeugungsbild B der Folie. Die Linse L_2 bildet nun auf dem Schirm S_2 durch

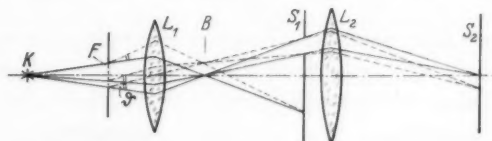


Fig. 2. Optisches Schema der Versuchsanordnung

eine Öffnung des Schirmes S_1 das Beugungsdiagramm des Folien- bzw. Bildbezirks ab, der sich gerade auf der Öffnung des Schirms S_1 befindet. Da dieser Schirm ein Leuchtschirm ist, kennt man den Bild- bzw. Gegenstandsbezirk, von dem das Beugungsdiagramm stammt²⁾.

Gegenüber der üblichen Methode zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen, bei der ein fein ausgeblendeter Elektronenstrahl die Folie durchleuchtet, besitzt diese elektronenoptische Methode, bei der wir die Eingriffe im vergrößerten Bild der Folie vornehmen, zwei Vorteile:

1. Der Bezirk der Folie, von dem das Beugungsdiagramm stammt, kann unmittelbar angegeben werden.

2. Die Größe des streuenden Bezirks kann praktisch beliebig klein gemacht werden³⁾.

1) Soweit dies durch ein einzelnes Elektronenbeugungsdiagramm möglich ist.

2) Diese Methode gestattet auch die Winkelverteilung von Elektronen sehr geringer Geschwindigkeit z. B. bei Glüh-, Photo- und Sekundäremissionen in Abhängigkeit von der Natur der Unterlage zu bestimmen, falls geeignete Linsen zur Verwendung gelangen.

3) Der Durchmesser der Blende im Bild der Folie verhält sich zum Durchmesser des entsprechenden Bezirks auf der Folie wie $V:1$. Bei der bisher üblichen Methode kann man, abgesehen von bohrungstechnischen Schwierigkeiten, den Blendendurchmesser von etwa 0,1 mm schon deshalb nicht erheblich unterschreiten, weil mit abnehmendem Durchmesser die zunehmende Streuung an den Blendenrändern störend wird.

Die elektronenoptische Methode hat allerdings den Nachteil, daß bei höheren Vergrößerungen — also kleineren Brennweiten der Linse L_1 — das Beugungsbild sehr klein wird. Z. B. ist im günstigsten Falle einer unendlich fernen Lichtquelle der Radius eines Debye-Scherrer-Kreises $r = \text{tg } \vartheta \cdot f$, wobei ϑ den Bragg'schen Ablenkungswinkel und f die Brennweite der Linse L_1 bedeutet.

Zur Durchführung der Methode wurde eine Anordnung (Fig. 3) benutzt, die aus einem Glasrohr von 6 cm Durchmesser und 130 cm Länge bestand, in das als Anode ein Messingrohr bzw. ein Drahtnetz eingesetzt war. Als Kathode K wurde eine Hohlraumkathode verwendet, deren Blendenloch (0,3 mm Durchmesser) von innen mittels

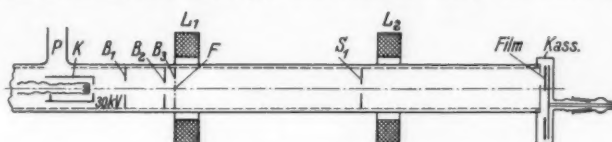


Fig. 3. Versuchsanordnung

eines Wolframwendels mit Elektronen bestrahlt wurde. Zwischen Kathode und Anode lag eine Spannung von etwa 30 kV. Vor der Folie F auf der Blende B_3 (1 mm Durchmesser) waren im Anodenrohr die Blenden B_1 und B_2 (etwa 3 mm Durchmesser) angebracht.

Der Schirm S_1 war durch das Drahtnetz zu beobachten. Er besaß eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. An das Ende des Rohres konnte mittels einer Gummidichtung die Filmkassette *Kass.* angesetzt werden. Sie bestand aus einem Messinggehäuse mit einer von außen drehbaren Scheibe, auf der der Film (Agfa Kontrastfilm) aufgespannt werden konnte. In die Drehscheibe war außerdem eine Glasplatte mit einem Leuchtschirm zur Einstellung des Beugungsbildes eingelassen. Da die Ausdehnung des Beugungsdiagramms sehr gering war — z. B. hatte der (200)-Ring von Gold einen Durchmesser von etwa 2 mm —, war es möglich, auf einer Drehscheibe von 9 cm Durchmesser 8 Aufnahmen von je 2 cm Durchmesser unterzubringen.

Als magnetische Linsen L_1 , L_2 dienten die üblichen eisengekapselten Spulen (9 cm Innendurchmesser). Die Gegenstandsweite der Linse L_1 betrug etwa 3,4 cm, ihre Bildweite 44 cm ($V = 13$)¹⁾. Die Linse L_2 bildete das Beugungsdiagramm im Verhältnis 1:1 auf dem Film ab.

1) Dem Durchmesser der Öffnung (1 mm) des Schirms S_1 entspricht bei dieser Vergrößerung ein Durchmesser des streuenden Bezirks der Folie von 0,08 mm.

2. Ergebnisse

Als Objekt für unsere Untersuchungen wurde eine gehämmerte Goldfolie benutzt, die in verdünnter KCN-Lösung abgeätzt worden war.

Fig. 4 zeigt einige Beugungsdiagramme dieser Folie, die mit der beschriebenen Anordnung aufgenommen und dann lichtoptisch auf das 4fache vergrößert sind. Für eine eventuelle Auswertung

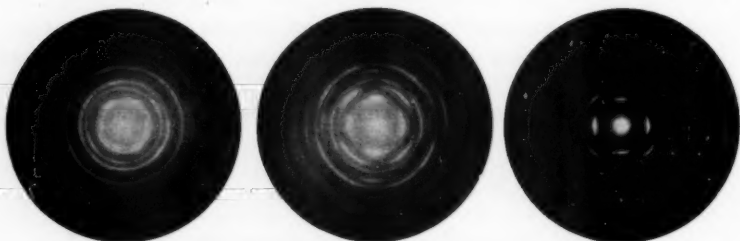


Fig. 4. Elektronenbeugungsdiagramme von verschiedenen Stellen der Goldfolie (lichtoptisch 4fach vergrößert)

der Aufnahmen ist die Kenntnis der Verzerrung des Beugungsdiagramms durch die Linsenfehler notwendig. Zu diesem Zweck wurden einige dieser Beugungsdiagramme bis zu einem Wert von $\frac{\sin \frac{\vartheta}{2}}{\lambda} = 1,22$ (das entspricht einem Ablenkungswinkel von etwa 10°

und einem Wert von $h^2 + k^2 + l^2 = 100$) auf Abweichungen der Beugungsringe vom Kreis und den theoretisch zu erwartenden Durchmesserwerten untersucht. Es zeigte sich, daß innerhalb der Meßgenauigkeit derartige Abweichungen nicht vorhanden waren.

In den Aufnahmen waren der (331)-Ring und der (420)-Ring noch trennbar¹⁾. Diese Auflösung, die für viele Fälle genügt, ist weiter steigerungsfähig durch Wahl einer kleineren Kathodenblende und durch Vergrößerung des Abstandes Kathode-Linse.

Es wurden etwa 20 Aufnahmen von verschiedenen Stellen der Folie gemacht. Wie in Fig. 4 können hierbei ganz allgemein zwei Typen von Beugungsdiagrammen²⁾ unterschieden werden: a) mit gleichmäßiger Intensitätsverteilung, b) mit ungleichmäßiger Intensitätsverteilung (vierzählige Symmetrieachse) auf den Debye-Scherrer-Ringen. Zwischen beiden Typen existieren Übergangsformen. Während

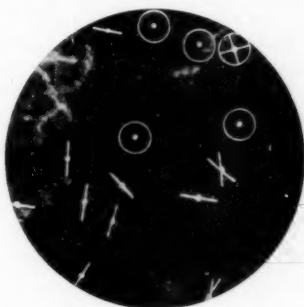
1) Die Bildgröße des abgebildeten Blendenlochs der Kathode ergab sich aus den Aufnahmen wie aus den geometrischen Daten zu 0,06 mm.

2) Vgl. hierzu die Untersuchungen über Elektronenbeugung an Einkristallen von J. J. Trillat u. Th. v. Hirsch, Ztschr. Phys. 75. S. 784. 1932.

der Typ *a* aus den Intensitätsverhältnissen auf eine regellose Verteilung der streuenden Kristalle um die Faserachse [100], die der Foliennormalen parallel liegt, schließen läßt, weist Typ *b*, der am häufigsten vertreten war, auf Einkristallcharakter hin. Hierbei kann man allerdings aus den Aufnahmen nicht entscheiden, ob ein einzelner deformierter Einkristall vorliegt oder viele Kristalle, die gegen eine gemeinsame Vorzugsrichtung ein wenig geneigt sind.

Auf der lichtoptischen Aufnahme Fig. 5 sind die untersuchten Folienbezirke nach Vergleich mit dem elektronenmikroskopischen Bild auf dem Schirm S_1 eingetragen. Ein Kreis bedeutet hierbei ein Beugungsdiagramm, bei dem auf den Ringen eine gleichmäßige

Fig. 5.
Goldfolie in 60facher
lichtoptischer Vergrößerung
mit Angaben über den Charakter
der Elektronenbeugungsdiagramme
einzelner Bezirke.
Der Durchmesser dieser Bezirke
auf der Folie beträgt 0,08 mm



Intensitätsverteilung vorherrscht. Die Striche bedeuten Beugungs-
aufnahmen vom Einkristalltyp, ihre Richtung¹⁾ gibt die Lage des
Achsenkreuzes auf dem Beugungsdiagramm an. Der Durchmesser
der Kreise entspricht dem Durchmesser des untersuchten Bezirks
bei der angegebenen Vergrößerung. Der Durchmesser des Bezirks
auf der Folie beträgt also 0,08 mm. Eine besondere Abhängigkeit
der Elektronenbeugungsdiagramme von dem Ort der Goldfolie konnte
vorläufig nicht festgestellt werden.

3. Zusammenfassung

Es wird eine elektronenoptische Methode für Elektronen-
beugungsuntersuchungen angegeben. Das Objekt wird elektronen-
mikroskopisch auf einem Leuchtschirm abgebildet. Aus diesem Bild

1) Wegen der Vierzähligkeit der Symmetrieachsen können naturgemäß
nur „Richtungen“ in dem Bereich von 0–90° angegeben werden. Um aber
den Eindruck einer Vorzugsrichtung zu vermeiden, der durch diesen Umstand
gegeben ist, wurden die gemessenen Winkelwerte verdoppelt und so in die
Fig. 5 eingezeichnet. In Fig. 5 ist nur die Neigung der einzelnen Diagramme
gegeneinander angegeben.

wird ein kleiner Bezirk ausgeblendet und das dazugehörige Beugungsdiagramm elektronenoptisch auf einem zweiten Schirm entworfen. Die Methode gestattet: die geometrische Lage des streuenden Bezirks im Folienbild und damit in der Folie selbst unmittelbar anzugeben und die Größe dieses Bezirks beliebig klein zu machen.

In dieser und der vorhergehenden Arbeit wurden zwei elektronenoptische Methoden angegeben, die durch ergänzende Anwendung Aussagen gestatten über makroskopische Form, Lage, kristallographische Orientierung und Struktur der einzelnen Kristalle innerhalb einer Folie.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Laboratorium des AEG-Forschungs-Instituts in der zweiten Hälfte des Jahres 1935 als Fortbildungsarbeit durchgeführt.

Berlin-Reinickendorf, im Mai 1936.

(Eingegangen 29. Mai 1936)

**Wiedervereinigung im negativen Glimmlicht¹⁾.
Untersuchungen in Wasserstoff**

Von Heinz Fischer

(Mit 3 Figuren)

Inhaltsangabe: Das negative Glimmlicht einer Glimmentladung in Wasserstoff (Gasdruck um 1 tor) ist mit einer großen Sonde aus weitmaschigem Messingnetz durchsetzt. An dieser Sonde fließen schon bei Sonden-
spannungen von etwa - 10 Volt gegen die Umgebung Ströme, die wesentlich größer sind, als der an der Kathode gemessene Entladungsstrom. Die Sondenströme werden als Ionenströme diskutiert. Es handelt sich hierbei anscheinend um Ionen, die in der Entladung ohne Sonde durch Wiedervereinigung im Gasraum vernichtet werden. Die Größe der Sondenströme läßt darauf schließen, daß die Wiedervereinigung im negativen Glimmlicht in Wasserstoff groß ist.

In seiner Theorie der Glimmentladung vernachlässigt Rogowski den Trägerverlust durch Wiedervereinigung im Gasraum²⁾. Andererseits ist jedoch die Frage viel erörtert worden, ob die Lichtemission des negativen Glimmlichts von Wiedervereinigung herrühre, bzw. ob Wiedervereinigung zu dem Leuchten des Glimmlichtes erheblich beitrage³⁾. Hierüber sind nicht immer einheitliche Anschauungen entwickelt worden⁴⁾. Insbesondere hat aber diese Erörterung zu keiner klaren Antwort auf die Frage geführt, welcher Prozentsatz der in einer Entladung erzeugten Träger durch Wiedervereinigung wieder verlorengeht. Es erscheint nicht einmal möglich zu sagen, ob dieser Prozentsatz groß oder klein ist. Die vorliegende Arbeit zielt darauf ab, den Trägerverlust durch Wiedervereinigung direkt zu erfassen.

Wir haben den Raum, den das negative Glimmlicht erfüllt, mit einem System von weitmaschigem Netzwerk gleichmäßig durchsetzt

1) Vorgetragen auf der Gautagung des Gauvereins Hessen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Marburg am 22. Februar 1936.

2) W. Rogowski, Ztschr. f. Phys. 82. S. 473. 1932; Archiv f. Elektrotechn. 25. S. 551. 1931; 26. S. 543. 1932 und a. a. O.

3) R. Seeliger, Phys. Ztschr. 30. S. 329. 1929.

4) R. Seeliger, Ztschr. f. Phys. 39. 601. 1926; 41. S. 535. 1927; Phys. d. Gasentl., 2. Aufl., 1934. S. 417; M. J. Druyvesteyn, Ztschr. f. Phys. 57. S. 292. 1929; 62. S. 764. 1930; 68 (N. Warmholtz). S. 378. 1931 und a. a. O.; R. H. Sloane u. K. G. Emeleus, Phil. Mag. 12. S. 73. 1931 und a. a. O.

(vgl. Fig. 1b). Erteilt man dem Netzwerk (Sonde) negatives Potential gegen die Umgebung¹⁾, so fließen schon bei Spannungen von etwa -10 Volt zu den Netzen große Ionenströme. Diese Ionenströme sind günstigenfalls bereits doppelt so groß wie die Stromstärke an der Kathode. Dabei behält die Brennspannung für eine bestimmte Kathodenstromstärke immer denselben Wert, gleichgültig, ob dieser große Ionenstrom am Netzwerk abgenommen wird, oder die Netze aus dem Entladungsraum herausgenommen waren. *Hieraus schließen wir, daß die an die Netze gelangenden Ionen auch in der Entladung ohne Netze nicht auf die Kathode gelangen und daher nicht in der Stromspannungscharakteristik der Entladung in Erscheinung treten. Diese Überlegung führt zur Konsequenz, daß entweder Ionen und Elektronen in beträchtlicher Anzahl aus dem negativen Glimmlicht an die Wände des Entladungsraumes diffundieren und dort vernichtet werden, oder durch die Wiedervereinigung im negativen Glimmlicht verlorengehen.* Ist die Diffusion auf die Wände unbedeutend, so handelt es sich bei dem an der Netzwerksonde gemessenen Strom um Ionen, die durch den Einfluß der Sonde der Vernichtung im Gasraum entgehen. Der gemessene Sondenstrom ist dann ein gewisses Maß für die normalerweise im Glimmlicht einer Glimmentladung stattfindende Wiedervereinigung.

Versuchsanordnung

Zur Durchführung der Messungen wird eine Anordnung benutzt, wie wir sie ähnlich bereits früher verwendet haben. Es sei daher an dieser Stelle die Apparatur nur kurz skizziert (Fig. 1). Einzelheiten mögen aus früheren Arbeiten entnommen werden²⁾.

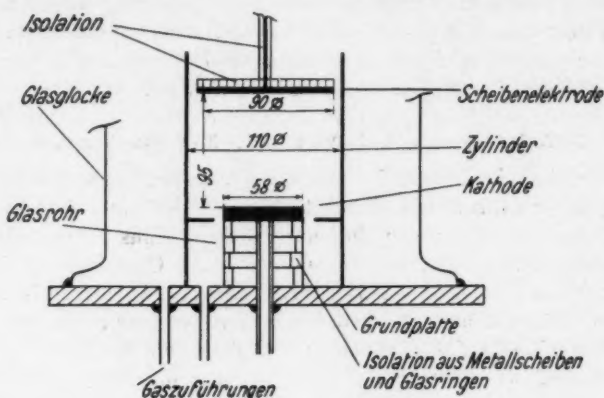
Es wird in einem zylindrischen Entladungsraum (11 cm Durchmesser, 9,5 cm hoch), dessen Wände aus Metall bestehen, eine Glimmentladung in Wasserstoff betrieben. Unter einem Rezipienten stehen sich im Abstand von 9,5 cm zwei kreisscheibenförmige Messingelektroden gegenüber. Ein hoher Messingzylinder umgibt die beiden Scheibenelektroden und bildet die Seitenwände des Entladungsraumes. Die untere Scheibenelektrode ist wassergekühlt und dient als Kathode. Die obere Scheibenelektrode, bzw. der Zylinder können nach Bedarf als Sonde oder als Anode geschaltet werden³⁾. Indem man einmal den Zylinder als Anode

1) Isoliert nahm die Sonde annähernd Anodenpotential an.

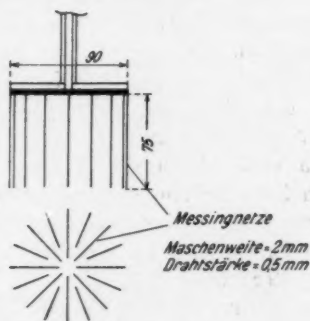
2) W. Weizel u. H. Fischer, Ann. d. Phys. [5] 24. S. 209. 1935; H. Fischer, Karlsruher Dissertation 1935.

3) Wir sprechen hier von einer Sonde als einer Elektrode, deren Potential nicht wesentlich vom Potential des umgebenden Gases abweicht ohne Rücksicht auf die Größe der „Sonde“.

schaltet und die obere Elektrode aus dem Rezipienten entfernt, das andere Mal die obere Elektrode als Anode verwendet und den Zylinder herausnimmt, stellt man fest, daß in jedem Falle sich bei



a) Entladungsraum



b) Netzwerksonde (Scheibe + Netze)

Fig. 1. Versuchsanordnung

bestimmtem Gasdruck und bestimmter Kathodenstromstärke i_K die selben Brennspannungen V_K einstellen. Beispiel: In jedem Falle stellt sich bei einer Kathodenstromstärke $i_K = 100$ mA, Gasdruck $p = 0,98$ tor eine Brennspannung $V_K = 960 \pm 5$ Volt ein. Die Entladung ist somit durch die begrenzenden Wände weder behindert¹⁾

1) A. Güntherschulze, Ztschr. f. Phys. 30. S. 175. 1924.

noch beschränkt¹⁾, obwohl das negative Glimmlicht durch den Zylinder und die obere Scheibe stark eingengt wird²⁾. Dieselben Brennspannungen stellen sich ein, wenn die obere Scheibe und der Zylinder sich gleichzeitig im Gasraum befinden, wobei es vollkommen gleichgültig ist, ob die obere Scheibe bzw. der Zylinder allein oder gemeinsam als Anode geschaltet sind. Isoliert nehmen die Scheibe und der Zylinder annähernd Anodenpotential an.

Diffusionsstrom auf die Wände des Entladungsraumes

Der Entladungsraum ist durch die Kathode, obere Scheibe und den Zylinder vollkommen begrenzt. Es soll nun untersucht werden, wieviel Ladungsträger der Entladung durch Diffusion auf die begrenzenden Wände entzogen werden und in der Charakteristik i_K/V_K der Entladung nicht in Erscheinung treten. Dies sind die ambipolaren Trägerströme (positive Ionen + Elektronen), die im vorliegenden Falle auf den Zylinder und die obere Scheibenelektrode diffundieren. Indem man den Zylinder oder die obere Scheibe als Anode schaltet, kann man den anderen Partner jeweils als Sonde behandeln und nach Aufnahme der Sondencharakteristik den auf die isolierte Sonde fließenden ambipolaren Diffusionsstrom ermitteln. Da die obere Scheibe und der Zylinder annähernd dasselbe Potential haben, ob sie Anode oder isoliert sind, können wir annehmen, daß sich auch am Diffusionsstrom nichts ändert, wenn die Scheibe bzw. der Zylinder Anode geworden ist. Damit ergibt sich der auf die begrenzenden Wände des Entladungsraumes fließende Trägerstrom etwa gleich der Summe der einzeln durch Sondenmessung an Zylinder und oberer Scheibe festgestellten Ströme. Die Fig. 3 zeigt für die Kathodenstromstärke $i_K = 50$ mA und den Druck $p = 0,98$ tor die an Zylinder und Scheibe aufgenommenen Sondencharakteristiken.

Nach der Sondentheorie ist der aus einem Plasma auf eine ebene isolierte Sonde diffundierende Ionenstrom gleich dem in der Sondencharakteristik festgestellten Sättigungsstrom³⁾. An den hier aufgenommenen Sondencharakteristiken (vgl. Fig. 3) erreicht der Ionenstrom keinen Sättigungswert, sondern verläuft annähernd

1) J. von Issendorff, M. Schenkel u. R. Seeliger, Wiss. Veröff. d. Siemenskonzern 9. S. 1, 81. 1930.

2) Betreibt man die Glimmentladung bei denselben Versuchsbedingungen, jedoch ohne obere Scheibe und Zylinder, mit der Grundplatte als Anode, so erfüllt das negative Glimmlicht nahezu den ganzen Rezipienten.

3) A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektr. Gasentladungen Bd. 2. S. 27. und a. a. O.

geradlinig ansteigend. Wir glauben nun den auf die isolierte Sonde fließenden Ionenstrom dadurch einigermaßen ermitteln zu können, daß wir den geradlinigen Teil der Sondencharakteristik geradlinig gegen die Sondenspannung $V_s = 0$ extrapolieren. Diese Maßnahme erscheint auch einigermaßen vernünftig zu sein, denn wenn man den auf die Sonde diffundierenden Elektronenstrom als Differenz zwischen dem Ionenstrom (geradlinige Extrapolation) und dem gemessenen Sondenstrom bestimmt, ergibt sich etwa Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Im übrigen interessiert für die weiteren Untersuchungen lediglich die ungefähre Größe der Wandströme¹⁾.

Es ergeben sich etwa folgende Diffusionsströme i_D^+ (Ionen) auf die Wände des Entladungsraumes:

Tabelle 1
Diffusionsströme auf die Wände des Entladungsraumes

	i_K mA p_{tor}	100	50	50	50	20	20	20
		0,98	0,554	0,98	1,18	0,554	0,98	1,18
i_D^+ / i_K %	ob. Scheibe	17,5	21,5	5	~ 0,5	10	~ 0,3	—
	Zylinder	26	41	12	~ 4	21	~ 2,5	~ 1
	Zusammen	43,5	62,5	17	~ 4,5	31	~ 2,8	~ 1

Die Tab. 1 zeigt, daß die Diffusionsströme auf die Wände nach höheren Drucken und kleinen Stromstärken sehr klein werden. Reicht das Glimmlicht nicht mehr an die Wände, so ist der Ionenstrom = 0. *Es diffundieren somit keine Ionen aus dem Glimmlicht heraus*²⁾.

Das Verhalten von Netzen im negativen Glimmlicht

Aus parallel durchgeführten Untersuchungen mit einem großflächigen Netz statt der oberen Scheibenelektrode (Netzfläche parallel zur Kathodenoberfläche) als Sonde im negativen Glimmlicht hatte sich ergeben, daß auf ein solches Netz Ionenströme in etwa gleicher Größe wie auf die scheibenförmige obere Elektrode fließen. Die Netzsonde konnte der Kathode bis in die Nähe des Glimmsaumes angenähert werden, ohne daß bei konstanter Kathodenstromstärke i_K eine Änderung der Brennspannung V_K eintrat. Die Brennspannung hatte also für $i_K = 100$ mA, $p = 0,98$ tor auch in diesem Falle den

1) Da diese Wandströme gegenüber den weiter unten am Netzwerk auftretenden Strömen sehr unbedeutend sind, ist es ziemlich unwichtig, ob der Fehler bei der Extrapolation groß oder klein ist.

2) Vgl. auch H. Geffken u. H. Richter, Phys. Ztschr. 35. S. 33. 1934.

konstanten Wert $V_K = 960 \pm 5$ Volt. Dieser Wert änderte sich auch nicht, wenn zur Aufnahme der Sondencharakteristik dem Netz negatives Potential bis über -100 Volt gegen die Anode erteilt wurde. Im untersuchten Gebiet des Glimmlichtes nahm das Netz isoliert beinahe Anodenpotential an¹⁾.

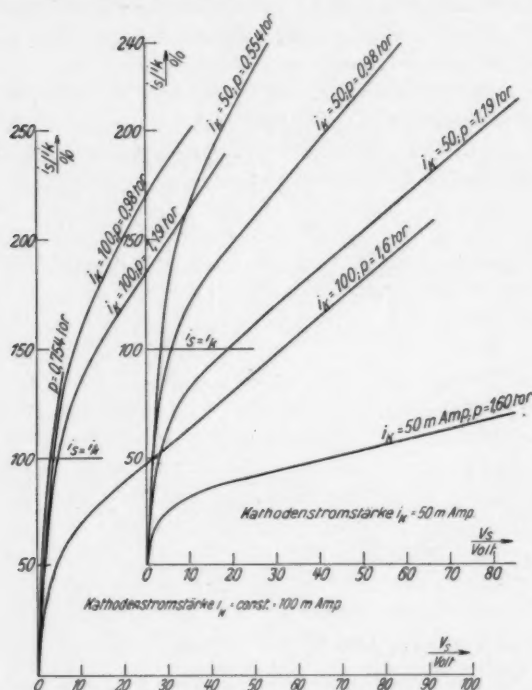


Fig. 2. Sondencharakteristiken an der Netzwerksonde für die Kathodenstromstärken $i_K = 100$ und 50 mA bei verschiedenen Drucken

Es erschien daher ein aufschlußreiches Experiment zur Erklärung der Diffusionsströme, den so sondierten Raum des negativen Glimmlichtes mit einer großen Anzahl von Messingnetzen gleichmäßig zu durchsetzen. Die Netze wurden leitend an der oberen Scheibe befestigt (vgl. Fig. 1 b). Mit dieser Netzwerksonde wurden bei verschiedenen Drucken und Kathodenstromstärken Sonden-

1) Ein großes Gebiet des Glimmlichtes hat annähernd gleiches Potential, vgl. auch R. Seeliger, Physik d. Gasentladungen, S. 445 und a. a. O.

charakteristiken aufgenommen. Die Ergebnisse sind in den Figg. 2 und 3 niedergelegt.

Durch das Einführen der vielen Netze in das negative Glimmlicht tritt ebenfalls keine Änderung der Brennspannung ein. Für $p = 0,98$ tor, $i_K = 100$ mA ergibt sich wieder $V_K = 960 \pm 5$ Volt.

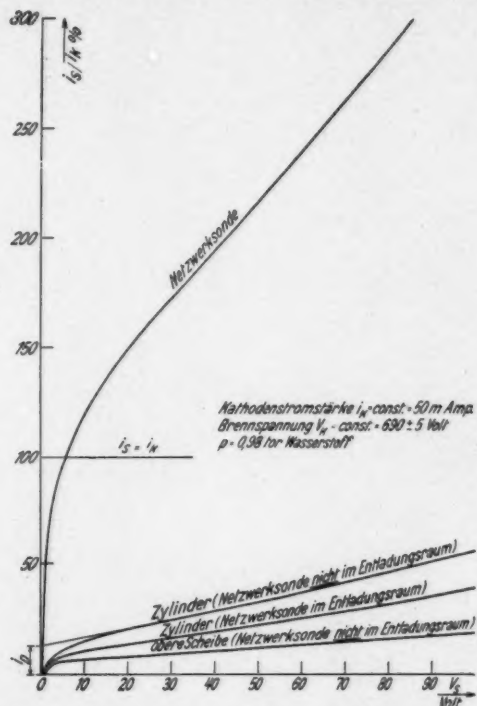


Fig. 3. Vergleich der Sondenströme an der Netzwerksonde mit den Sondenströmen an der oberen Scheibe und dem Zylinder als Sonde

Auch bei der Aufnahme der Sondencharakteristik zeigt sich bei festgehaltenem Kathodenstrom keine Änderung der Brennspannung. Trotzdem fließen an der Netzwerksonde schon bei ganz geringen Sondenspannungen V_s außerordentlich große Ströme. Beim Kathodenstrom $i_K = 100$ mA ($V_K = 960$ Volt) $p = 0,98$ tor beträgt schon bei der Sondenspannung $V_s = -10$ Volt (gegen die Anode) der Sondenstrom $i_s = 180$ mA, also bereits das 1,8fache der Kathodenstromstärke. Vergleicht man die Ströme an der Netzwerksonde mit den entsprechenden Strömen an den begrenzenden Wänden

des Entladungsraumes (Fig. 3), so stellt man fest, daß bei gleichen Sondenspannungen die Ströme an der Netzwerksonde ein Vielfaches der Ströme an den Wänden betragen. Da sich aber bei gleicher Kathodenstromstärke i_K nichts an der Brennspannung V_K ändert, gleichgültig, ob sich die Netze im negativen Glimmlicht befinden oder nicht, so ergibt sich, daß bei gleichem Energieumsatz $i_K \cdot V_K$ in der Entladung an den Netzen Ladungsträger fließen, die in der Entladung ohne Netze weder auf die Kathode (i_K), noch auf die übrigen Wände des Entladungsraumes (obere Scheibe und Zylinder) gelangen. Wenn wir nicht gerade die Ströme an den Netzen zum überwiegenden Teil als Sekundärelektronenströme ansehen wollen, so ist der Effekt so zu verstehen, daß in der normalen Glimmentladung wesentlich mehr Träger gebildet werden, als an die Elektroden fließen und an die Wände des Entladungsraumes diffundieren. Ein großer Teil der Ladungsträger wird anscheinend im negativen Glimmlicht durch Wiedervereinigung vernichtet. Wenn wir das negative Glimmlicht mit einem Netzwerk durchsetzen, können wir durch Anlegen kleiner Gegenspannungen V_S die langsamen Elektronen aus der Umgebung der Netzdrähte vertreiben. Dadurch wird in diesen Gebieten die Wiedervereinigung unmöglich gemacht. Die positiven Ionen gelangen in Überzahl auf die Sonde und werden als Ionenstrom gemessen.

In der Fig. 2 sind die Stromspannungscharakteristiken an der Netzwerksonde für zwei Kathodenstromstärken und einige Gasdrucke aufgezeichnet. Man ersieht hieraus, daß die Ionenströme an der Netzwerksonde mit zunehmender Kathodenstromstärke mehr als linear zunehmen. Dies ist bei Wiedervereinigung zu erwarten. Die Versuche bei verschiedenen Drucken zeigen, daß nur bei niederen Drucken am Netzwerk Ionenströme abgenommen werden können, die ein Mehrfaches der Kathodenstromstärke betragen. Da bei den verglichenen Versuchen die Kathodenstromstärke jeweils 50 mA beträgt, hat man bei den niedrigen Drucken stets stark anomalen, bei den höheren Drucken nur mäßig anomalen Kathodenfall. Hieraus leitet sich ab, daß an den Orten, wo die Netze sich befinden, nur bei stark anomalem Kathodenfall die Wiedervereinigung sehr groß ist.

So einleuchtend es erscheint, die Ströme an der Netzwerksonde mit Wiedervereinigung in Verbindung zu bringen, so muß doch noch überlegt werden, wie es mit der Möglichkeit steht, die an Netzen und Scheiben auftretenden positiven Ströme als Sekundärelektronen zu deuten, die diese Elektroden verlassen.

Zur Frage der Sekundärelektronenemission an der Sondenoberfläche

Sekundärelektronenemission kann entstehen durch auflprallende rasche Primärelektronen, durch positive Ionen und angeregte Atome und durch photoelektrische Auslösung¹⁾. An Hand der in der Literatur angegebenen Konstanten kann man ausrechnen, daß Sekundärelektronenemission in der Höhe der gemessenen Sondenströme unwahrscheinlich ist. Wir wollen aber auf eine unsichere Rechnung verzichten und stützen uns bei der Ablehnung der Sekundärelektronenemission als Hauptursache der Ströme hauptsächlich auf folgende Beobachtung: Wir stellten in das negative Glimmlicht in einem bestimmten Abstand von der Kathode parallel zu ihrer Oberfläche einmal eine volle Kreisscheibe aus Messing, 90 mm Durchmesser, dann ein großmaschiges Wolframnetz, Maschenweite 4 mm, Drahtstärke 0,15 mm vom gleichen Durchmesser²⁾. Die wirksamen Oberflächen der beiden Sonden standen ungefähr im Verhältnis 3,5:1. Wenn die Sondenströme durch Sekundärelektronenemission erklärt werden sollen, dürften die Sondenströme am Netz demnach nur etwa 28% der Sondenströme an der vollen Scheibe betragen³⁾, da alle Arten von Sekundäremission Oberflächeneffekte sind. Demgegenüber waren aber bei gleichen Sondenspannungen die am Netz gemessenen Ströme etwa gleich groß, zum Teil sogar größer als die Ströme an der Scheibe⁴⁾. Die am Netz fließenden Ströme sind somit viel zu groß, um durch Sekundäremission erklärt werden zu können. Die Netzströme sind vielmehr überwiegend so zu verstehen, daß auch die positiven Ionen, die ohne Feld durch die Maschen des Netzes diffundieren würden, durch die Netzspannung auf das Netz gezogen werden. Deshalb fließen an das Netz bei gleicher Spannung etwa dieselben Ströme wie an die volle Scheibe. Durch dieses Experiment scheint sichergestellt, daß die an der Scheibe und am Netz gemessenen Sondenströme in der Hauptsache positive Ionenströme sind. Zweifellos findet an der Scheiben- und Netzoberfläche auch Emission von Sekundärelektronen statt, doch erscheint dieser Strom neben dem Ionenstrom nur nebensächlich. Nachdem die

1) K. G. Emeleus, Proc. Roy. Irish Soc. 42. S. 34. 1935; Clifton G. Found u. Irving Langmuir, Phys. Rev. 39. S. 237. 1931 und a. a. O.

2) Weder die Scheiben- noch die Netzsonde „behinderte“ die Entladung.

3) Das Wolframnetz wirkt wie ein Messingnetz, da es nach kurzer Zeit von einem vollkommenen Überzug von Messing bedeckt ist. Davon abgesehen ist die Sekundäremission von Wolfram jedenfalls nicht größer als die von Messing. A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektr. Gasentf. Bd. 1. S. 111, 121.

4) Nachträglich angestellte Versuche mit einem anderen Netz, Drahtstärke 0,1, Maschenweite 4 mm, Oberflächenverhältnis etwa 6:1 ergaben ein Stromverhältnis von etwa 1,2:1.

Sondenströme am einzelnen Netz als Ionenströme diskutiert sind, glauben wir auch die an der Netzwerksonde (Fig. 1b) fließenden Ströme als positive Ionenströme ansehen zu dürfen.

Ergebnisse

In einem zylindrischen Entladungsrohr (11 cm Durchmesser, 9,5 cm hoch) mit Messingwänden wird eine Glimmentladung in Wasserstoff betrieben. Messungen ergeben, daß der ambipolare Diffusionsstrom auf die Wände je nach den gewählten Entladungsbedingungen zwischen 0 und 60% des Kathodenstromes beträgt. Die Größe des Diffusionsstromes hängt davon ab, in welchem Maße durch die Wände die natürliche Ausdehnung des Glimmlichts eingeeengt wird. Berührt das negative Glimmlicht die Wände nicht, so diffundieren keine Ionen auf die Wände¹⁾.

Weitgehende Einengung des negativen Glimmlichts durch die Wände des Entladungsraumes und der damit verbundene Trägerverlust (60% der Kathodenstromstärke) durch Diffusion auf die Wände führt (bei festgehaltener Kathodenstromstärke) zu keiner Erhöhung der Brennspannung²⁾. Dies ist eine Bestätigung dafür, daß den kathodenfernen Gebieten des Glimmlichts keine Bedeutung in der Erhaltung der Glimmentladung zukommt. Es scheint, daß die in diesen Gebieten des Glimmlichtes gebildeten Ladungsträger³⁾ normalerweise durch Wiedervereinigung im Gasraum vernichtet werden.

Man kann die Wiedervereinigung im negativen Glimmlicht zum Teil verhindern, wenn man das Glimmlicht mit einer „Sonde“ aus Netzwerk durchsetzt (Fig. 1b) und durch negatives Potential dieser Sonde die langsamen Elektronen aus der Nähe der Netzdrähte vertreibt. Die überschüssigen positiven Ionen fließen dann auf die Netzwerksonde. Diese Ionenströme sind außerordentlich groß (vgl. Fig. 2). Sie betragen z. B. bei einer Kathodenstromstärke $i_K = 100$ mA, Gasdruck $p = 0,98$ tor, bei einer Sondenspannung $V_S = -10$ Volt bereits 180 mA. Hieraus schließen wir, daß die Wiedervereinigung

1) Vgl. auch H. Geffken u. H. Richter, *Phys. Ztschr.* **35**. S. 33. 1934.

2) Vgl. auch A. Güntherschulze, *Ztschr. f. Phys.* **61**. S. 1. 581. 1930; J. v. Issendorff, M. Schenkel u. R. Seeliger, *Wiss. Ver. d. Siemenskonz.* **9**. S. 1, 81. 1930.

3) M. J. Druyvesteyn u. N. Warmholtz, *Ztschr. f. Phys.* **68**. S. 378. 1931; R. H. Sloane u. K. G. Emeleus, *Phil. Mag.* **12**. S. 73. 1931; K. G. Emeleus, *Proc. Roy. Irish Soc.* **42**. S. 31. 1935 und a. a. O. Welcher Mechanismus für die Bildung der Träger in Frage kommt, spielt für diese Untersuchung keine Rolle.

im negativen Glimmlicht groß ist. In dem hier angegebenen Falle dürften im negativen Glimmlicht normalerweise mehr positive Ionen durch Wiedervereinigung vernichtet werden, als auf die Kathode fließen. Einen genauen Betrag der Wiedervereinigung können wir jedoch vorerst nicht angeben, da einmal die Netzwerksonde bei niederen Sondenspannungen wahrscheinlich nur ungenügend den gesamten Raum des Glimmlichtes erfaßt und andererseits höhere Sondenspannungen die Möglichkeit zu Sekundäreffekten bieten¹⁾. Soviel haben aber die Untersuchungen ergeben, daß die Wiedervereinigung im negativen Glimmlicht einer Glimmentladung in Wasserstoff bedeutend ist und in der Theorie der Glimmentladung berücksichtigt werden muß. Es werden in der Glimmentladung viel mehr Ladungsträger erzeugt, als zum einfachen Ladungstransport notwendig sind.

Für die Beschaffung der zu den Untersuchungen notwendigen Hilfsmittel danke ich der Karlsruher Hochschulvereinigung und der Helmholtzgesellschaft aufs wärmste. Herrn Prof. Weizel möchte ich auch an dieser Stelle für seine Hilfe und Unterstützung meinen Dank aussprechen.

1) Vgl. auch Clifton G. Found u. Irving Langmuir, Phys. Rev. **39**, S. 237. 1931 und a. a. O.

Karlsruhe, Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 7. Juni 1936)

Herstellung langsamer positiver Kaliumionenstrahlen **Von H. Pöeverlein**

(Mit 2 Figuren)

Es wird eine Apparatur beschrieben, die langsame K^+ -Ionenstrahlen von hoher Intensität und einheitlicher Geschwindigkeit liefert.

Die Ionen werden durch Ionisation von Kaliumatomen an einer Platin- oder Wolframfolie von über $800^\circ C^1)$ hergestellt. Die K-Atome werden der Folie durch Beschießung mit K-Atomstrahlen zugeführt²⁾.

Die wichtigsten Teile der Apparatur (Fig. 1) sind: das Vakuumgefäß (G), durch einen Deckel (D) und eine Bodenplatte (Bo) verschlossen; der Atomstrahl-ofen (O) mit der Blende A_1 ; die kalte Atomstrahlblende A_2 ; die durch elektrischen Strom geheizte Platin- oder Wolframfolie (F); die Ionenstrahlblende B_1 . B_1 ist mit dem Deckel leitend verbunden, der ebenso wie das Gefäß, die Bodenplatte und das Metall des Ofens geerdet ist. Die Folie erhält positive Spannung, so daß die Ionen zu B_1 hin beschleunigt werden. Die durch B_1 hindurchgehenden Ionenstrahlen treffen auf einen isoliert befestigten Auffänger (Af), in dessen Zuleitung ein Galvanometer liegt. Der Druck soll nicht über etwa 10^{-6} mm Hg betragen, damit die Folie keine Gase oder Dämpfe adsorbiert.

Um von dem eigentlichen Versuchsraum die Dämpfe, die der Atomstrahl-ofen abgibt, fernzuhalten, ist das Vakuumgefäß durch ein Rohr Cu in zwei Räume mit getrennten Pumpansätzen (P_1 und P_2)³⁾ geteilt: den Versuchsraum (innerhalb des Rohrs) und den Ofenraum (außerhalb). Das Rohr Cu hat ferner die Aufgabe, die ins Gehäuseinnere fliegenden K-Atome, soweit sie nicht die Folie treffen, abzufangen und so, da es herausgenommen werden kann, eine leichte Beseitigung der Niederschläge zu ermöglichen. Damit seine Temperatur trotz der Wärmestrahlung der Folie so niedrig bleibt, daß die K-Atome haften bleiben, ist es ein 2 mm starkes Kupferrohr, das mit dem wassergekühlten Deckel (D) gut verschraubt ist.

1) I. Langmuir u. K. H. Kingdon, Science 57. S. 58. 1923; Phys. Rev. 21. S. 380. 1923; Proc. Roy. Soc. London (A) 107. S. 61. 1925; T. J. Killian, Phys. Rev. 27. S. 578. 1926.

2) Nach P. Keck u. L. B. Loeb, Rev. Scient. Instr. 4. S. 486. 1933.

3) Gepumpt wurde jedoch nur mit einer einzigen Diffusionspumpe. Unmittelbar hinter der mit flüssiger Luft gekühlten Quecksilberfalle verzweigte sich die Pumpleitung.

Der Atomstrahllofen (O) mit dem Blendeneinsatz (A_1) und dem Ansatzrohr R besteht aus Eisen. Ein wassergekühlter Schliff (S_1)

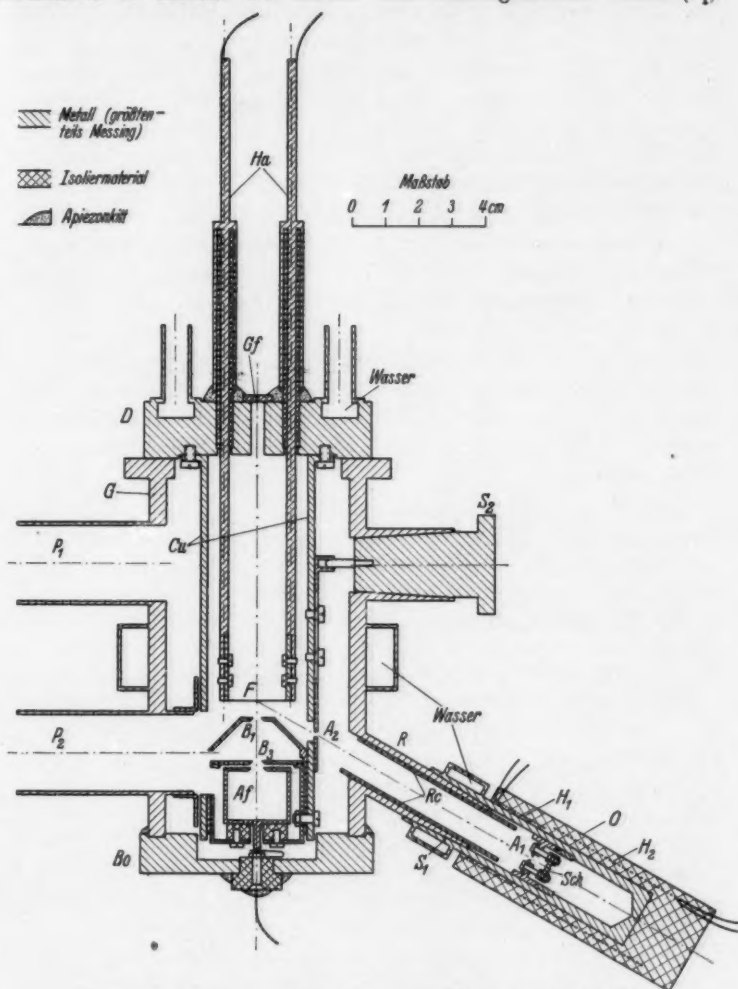


Fig. 1. Apparatur zur Herstellung von Kaliumionenstrahlen

verbindet ihn mit der übrigen Apparatur. Zur Füllung wird der Ofen abgenommen und der Einsatz herausgezogen. Die Blende ist ein Spalt von etwa $6 \times \frac{1}{40}$ mm. Eine kleine Scheibe (Sch) schützt sie

vor spritzendem Kalium. Die Ofenheizung liegt außerhalb des Vakuums. Eine erste bifilare Chromnickeldrahtwicklung (H_1) stellt das Temperaturgefälle zwischen Schliff und Blende her; eine zweite (H_2) hält die Wärmeabgabe nach außen klein. Durch richtige Wahl der Heizströme kann man die Blende ein wenig wärmer als den übrigen Ofen machen, so daß sie nicht durch kondensierendes Kalium verstopft wird. Ein in dem Rohransatz der Apparatur sitzendes Kupferrohr (Rc) fängt die schräg durch die Ofenblende fliegenden Atome auf.

Die kalte Atomstrahlblende A_2 ist auf dem Rohr Cu verschiebbar. Durch Drehen eines Schliffs (S_2) mit Exzenterführung kann sie geschlossen und geöffnet werden. Zum Schutz der Folie vor Dämpfen wird sie während des Ausheizens und Anheizens des Ofens geschlossen.

Der Deckel (D) des Vakuumgefäßes ist als Planschliff ausgebildet. Er trägt die beiden mit Glasrohren isolierten Folienhalter (Ha)¹⁾ und das Rohr Cu . Zwischen den eisernen Halterstangen ist die Folie (F) ausgespannt, die durch ein Glasfenster (Gf) beobachtbar ist.

Am Rohr Cu befestigt sind drei Blenden B_1 , B_2 (in Fig. 1 nicht eingezeichnet), B_3 und, durch Preßbernstein isoliert, der Auffänger Af (ein Faradaykäfig), den eine Kontaktfeder mit der isolierten Durchführung im Boden (Bo) verbindet. Der Abstand $F-B_1$ ist klein, damit die auftretende Raumladung den Ionenstrom nicht zu sehr schwächt. Die Blenden B_2 und B_3 setzen ebenfalls den Einfluß der Raumladung auf den Ionenstrahl herab, der ja infolge der Raumverhältnisse einen etwas langen Weg zurückzulegen hat. Die Blendenöffnungen sind 2 bis $2,5 \times 9$ mm groß, die Käfigöffnung $3,5 \times 10$ mm. Die drei Blenden sind mit feinen Drahtnetzen bedeckt, die das Feld in der Umgebung der Blenden homogen machen, aber den Ionenstrom entsprechend dem von den Drähten bedeckten Teil der Blendenöffnungen um einen Faktor 7,3 schwächen.

Der Ofen wird mit Kaliumstücken gefüllt, die in Xylol zu Kugeln geschmolzen und mit Filtrierpapier oberflächlich von Xylol befreit wurden. Erst wenn die Xylolreste abgepumpt sind, wird stärker geheizt. Wenn eine K-Füllung verbraucht ist, werden alle mit K beschlagenen Stücke, das sind der Ofen, das Rohr Rc , das Rohr Cu und der Blendenschieber A_2 mit Wasser gut gereinigt, damit nicht durch die Luftfeuchtigkeit entstehendes KOH das Vakuum ver-

1) In Fig. 1 ist die Folie mit den Haltern um 90° um die Apparaturachse versetzt gezeichnet.

schlechtert. Hierauf wird die Apparatur zwecks Entgasung ohne K-Füllung unter starkem Heizen des Ofens ausgepumpt.

Die Betriebsdaten der Folien sind:

Platin technisch rein, 2,3 mm breit, $10\ \mu$ dick:

2,4 Amp., 0,80 Volt, Temperatur 930°C .

Wolfram¹⁾ 2,3 mm breit, $35\ \mu$ dick:

6,3 Amp., 0,68 Volt, Temperatur 830°C .

Für Versuche mit Ionenstrahlen steht nach Herausnehmen der Blenden B_2 , B_3 und des Auffängers A_f der Raum unter B_1 zur Ver-

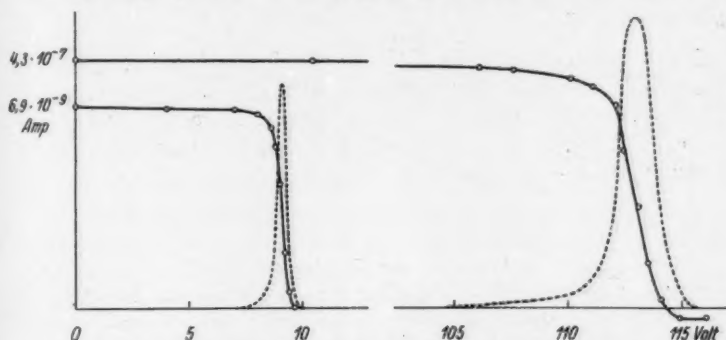


Fig. 2. Geschwindigkeitsverteilung der Kaliumionen bei zwei verschiedenen Beschleunigungsspannungen

fügung. Ist eine Justierung erforderlich, während die Apparatur in Betrieb ist, so wird der Deckel ein wenig verschoben oder gedreht, wobei der Blendenschieber A_s jeweils auf maximale Ionenstromstärke eingestellt wird.

Bei einer Beschleunigungsspannung von 305 Volt zwischen Folie und Blende war die am Auffänger gemessene Stromstärke $0,47 \cdot 10^{-6}$ Amp. bei 325°C Ofentemperatur und $1,3 \cdot 10^{-6}$ Amp. bei 365°C . Die nicht durch Drahtnetze verringerte Ionenstrahlintensität ist, wie oben gesagt, 7,3 mal höher anzusetzen als die gemessene. Bei niedrigeren Spannungen ist der Strom infolge der Raumladung schwächer (vgl. die in Fig. 2 angegebenen Werte).

Die Geschwindigkeitsverteilung wurde nach der Gegenfeldmethode²⁾ untersucht, indem dem Auffänger ein veränderliches positives Potential gegeben wurde. Fig. 2 zeigt die Stromstärke in

1) Die Wolframfolie stellte in dankenswerter Weise die Firma Osram K.-G. zur Verfügung.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. [4] 8. S. 149. 1902.

Abhängigkeit vom Bremspotential am Auffänger für 10 Volt und 116 Volt Beschleunigungsspannung. Der Differentialquotient der Meßkurven (gestrichelte Linien) stellt die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion dar.

Die beschriebene Apparatur erfüllt folgende Anforderungen: 1. Das Kalium kann *rasch* eingefüllt werden, so daß es trocken in den Ofen kommt. 2. K-Niederschläge entstehen nur an gut zugänglichen Stellen, so daß sie leicht und vollständig entfernt werden können. 3. Es ist Justiermöglichkeit gegeben, damit die Ionenstrahlen bei späteren Versuchen auf einen gewünschten Punkt gerichtet werden können.

Herrn Geheimrat Prof. Dr. J. Zenneck bin ich für die entgegenkommende Überlassung aller benötigten Hilfsmittel zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr. P. Keck sei für die Anregung und den Herren Prof. Dr. H. Kulenkampff und Dr. H. Straub für die Förderung der Arbeit gedankt.

Zusatz bei der Korrektur:

Während der Drucklegung dieser Mitteilung wurden von J. Koch¹⁾ und H. Bumann²⁾ neue Alkaliionenquellen veröffentlicht, welche auf dem Prinzip der Kunsmananode beruhen. Ihre Ergiebigkeit ist anscheinend dieselbe wie die der oben beschriebenen Methode.

1) J. Koch, Ztschr. f. Phys. **100**. S. 669. 1936.

2) H. Bumann, Ztschr. f. Phys. **101**. S. 1. 1936.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 28. Mai 1936)